ACADÉMIE DES SCIENCES.

SÉANCE DU LUNDI 26 MARS 1945.

PRÉSIDENCE DE M. MAURICE CAULLERY.

MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS
DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

M. le **Président** signale à l'Académie qu'à l'occasion des fêtes de Pâques la prochaine séance hebdomadaire aura lieu le mercredi 4 avril au lieu du lundi 2.

M. **Louis de Broglie** dépose sur le Bureau de l'Académie l'*Annuaire pour l'an* 1945 publié par le Bureau des Longitudes.

M. **Louis de Broglie** fait hommage à l'Académie de son Ouvrage *Ondes, Corpuscules, Mécanique ondulatoire*, qu'il vient de publier dans la Collection *Sciences d'aujourd'hui*.

Notice nécrologique sur le Docteur Jules Richard,
par M. **Georges Durand-Viel**.

Le Docteur **Jules Richard**, Directeur du Musée Océanographique de Monaco, Correspondant de l'Académie des Sciences pour la Section de Géographie et Navigation, est décédé à Monaco au mois de janvier dernier à l'âge de 81 ans. Né à Issingeaux, en 1863, d'une famille militaire, il débuta dans l'Université en 1887, acquit les grades de Docteur ès sciences en 1891, de Docteur en médecine en 1900.

Après avoir été préparateur d'Alphonse Milne-Edwards à l'École pratique des Hautes Études et d'Edmond Perrier au Muséum d'Histoire naturelle, il fut choisi par le Prince Albert Ier de Monaco, Associé étranger de l'Académie des Sciences, comme un de ses collaborateurs. Il participa à ce titre à 25 des 28 campagnes du Prince, et était chargé à bord des travaux zoologiques. Il devint directeur du Cabinet scientifique du Prince, puis directeur du Musée Océanographique de Monaco, dont il dirigea l'installation dans tous ses détails et auquel il sut donner ce développement magnifique qui lui a valu la réputation universelle d'être un des joyaux scientifiques du monde.

L'œuvre originale du Dr Richard intéresse surtout l'océanographie biologique, en particulier l'étude des crustacés inférieurs. Mais, doué d'un esprit

d'invention remarquable, il réalisa des instruments ingénieux et pratiques, qui ont apporté une aide précieuse aux recherches océanographiques dans tous les domaines. Le plus connu de ces instruments, encore universellement employé, est la *Bouteille Richard*, qui permet de recueillir à toutes profondeurs des échantillons d'eau de mer. Il imagina avec le professeur Portier un appareil permettant de prendre aseptiquement de l'eau à toutes profondeurs pour les recherches bactériologiques. Avec un autre appareil, nouveau aussi, il démontra que la quantité des gaz dissous dans les grands fonds est indépendante de la pression.

Parmi ses publications, quelque 150 Notes ou Mémoires originaux, il convient de citer son livre *L'Océanographie*, paru en 1907, qui fut couronné par l'Académie des Sciences en 1908. Les croisières auxquelles le Dr Richard a pris part de 1888 à 1915 ont eu lieu surtout dans l'Atlantique septentrional. Elles lui ont permis d'atteindre la latitude de 80°37′ N. au Nord du Spitzberg, latitude que deux Français seulement ont dépassée, le capitaine de vaisseau Pagès en 1776, et le docteur Octave Pavy en 1882.

De 1907 à 1914, avec l'aide de ses collaborateurs Sirvensk et Oxner, le Dr Richard a entrepris une étude océanographique systématique de la région qui va de la frontière italienne au cap d'Antibes; il en a dressé la carte bathymétrique et bathylithologique.

Le Dr Richard fit installer, au Musée de Monaco, une pompe à eau de mer utilisant la houle comme force motrice. Cette pompe, qui contribue à alimenter en eau de mer les bacs de l'aquarium du Musée, fonctionne depuis plusieurs années et c'est un des rares appareils en service utilisant la force de la houle.

Il faut citer aussi les expériences de Richard sur l'évaporation de l'eau de mer et sur sa condensation sur des châssis vitrés : des appareils ont été installés au Musée, démontrant qu'on peut ainsi recueillir chaque jour une quantité notable d'eau potable, et l'on sait que ce procédé a été employé dans quelques-unes de nos colonies pour distiller sans frais des eaux saumâtres.

Richard a dirigé personnellement deux grandes publications scientifiques : la grande publication intitulée *Résultats des Campagnes scientifiques accomplies sur son yacht par Albert Ier, Prince souverain de Monaco*, qui comprend plus de 100 fascicules et qui a pu être justement qualifiée la plus belle publication scientifique qui ait jamais paru; le *Bulletin de l'Institut océanographique*, qui comprenait à la mort de Richard 875 fascicules, réunis en 41 volumes.

Par son testament, et par les donations qu'il a faites antérieurement, Richard a laissé la plus grande partie de sa fortune à l'Académie des Sciences, afin que celle-ci l'emploie à favoriser les recherches océanographiques. Ainsi Richard, après avoir été pendant près de 60 ans un éminent serviteur de la Science, en est devenu désormais un bienfaiteur.

BOTANIQUE COLONIALE. — *Sur la culture au Soudan français du Karité ou Arbre à beurre* (Butyrospermum Parkii) *et de l'Arbre à Kapok ou Boumou* (Bombax angulicarpa). Note de M. **Auguste Chevalier.**

Nous avons pu établir que l'Afrique noire occidentale était le centre d'origine d'un assez grand nombre de plantes alimentaires cultivées (Sorgho, Pénicillaire, Riz africain, Dolique dit *de Chine*, Coleus divers, *Hibiscus Sabdariffa* et *H. esculentus*, *Digitaria exilis*, *Polygala butyracea*, *Dioscorea cayenensis*, *Sphenostyles stenocarpa*, *Kerstingiella geocarpa* etc.); certaines plantes cultivées aujourd'hui dans le monde entier, comme le Melon et la Pastèque, vivent encore à l'état sauvage sur les confins du Sahara et du Soudan. On peut admettre que la culture de ces plantes a débuté dans ces régions il y a quelques millénaires. Mais toutes ces plantes et beaucoup d'autres que cultivaient les Noirs en Afrique avant l'arrivée des Blancs, sont exclusivement des plantes herbacées. Non seulement l'arboriculture était ignorée des peuplades noires avant notre arrivée, mais la coutume et les rites interdisaient la plantation d'arbres. Un dicton répandu depuis le Soudan jusqu'au Pays Bantous de la forêt, prétend que celui qui plante un arbre fruitier doit mourir sitôt que celui-ci commence à rapporter; aussi des arbres d'une grande utilité comme les Kolatiers, les Nétés ou Parkia, le Baobab, les Tamariniers, le *Treculia* ou arbre à pain d'Afrique etc. ne sont jamais plantés. Quand une graine s'ensemence d'elle-même, on respecte et on laisse croître le jeune arbre qui en provient; lorsqu'on pratique des défrichements on conserve aussi quelques arbres utiles; on leur donne même parfois des soins, mais il était d'usage autrefois de ne jamais ensemencer volontairement un arbre. Sous l'influence des Européens, les Noirs renoncent peu à peu à la tradition ancienne et il n'est plus rare de voir aujourd'hui autour des villages des arbres fruitiers plantés. Toutefois la pratique de l'arboriculture en Afrique (sauf pour les plantations de café et de cacao) est encore inexistante ou rudimentaire chez les Noirs.

Il existe au Soudan français deux arbres spontanés, mais non cultivés encore, qui semblent d'une importance capitale en raison des produits qu'ils pourront fournir en masse dès qu'ils auront été améliorés et dont il faudrait répandre la culture en grand chez les Africains le plus rapidement possible. Ces arbres sont le Karité et le Kapoquier soudanais. Au moment où notre Gouvernement proclame que le progrès de la vie indigène sera désormais à la base de notre politique coloniale africaine (Conférence de Brazzaville, janvier 1945), il nous semble que rien n'est plus urgent que d'améliorer l'agriculture indigène, et, dans les régions où le sol se détériore rapidement, ainsi que cela se voit dans la zone soudanaise, il est nécessaire de développer l'arboriculture et d'apprendre aux Noirs à créer des vergers de rapport, jugulant ainsi l'érosion.

Dès après notre premier voyage au Soudan remontant à 47 ans, j'ai fait

connaître l'intérêt que présenterait la culture du Karité et du Kapoquier dans la région nigérienne.

Vers 1905-1910, M. J. Vuillet, alors chef du Service agricole du Soudan, tenta, dans un Jardin d'essai situé près Koulicoro (aujourd'hui Katibougou), des expériences en vue de faire cultiver ces arbres.

J'ai revu dernièrement quelques plants qu'il avait ensemencés, il y a environ 40 ans et qui se trouvent dans les terrains annexés à l'École d'Agriculture de Katibougou. Ce sont de beaux arbres adultes qui, depuis longtemps, se couvrent chaque année (certains présentent aussi de l'alternat) de fleurs et de fruits. Les rendements sont en général peu élevés, parce que ce sont des arbres tout venant qui n'ont pas été sélectionnés, mais ils présentent une vigueur en général plus grande que les exemplaires vivant à l'état sauvage dans la brousse. Sélectionner ces deux essences, obtenir des variétés riches en produits et à hauts rendements est pour nous une tâche très urgente. En attendant que cette sélection ait donné des résultats, on peut déjà faire commencer la culture aux Soudanais en distribuant des graines récoltées, sous la surveillance d'Européens, sur les sujets donnant déjà les meilleurs produits. On connaît déjà pour le Karité et pour le Kapoquier d'assez nombreuses variétés, mais la valeur économique de chacune n'a pas encore été établie. On en est pour ces plantes à la phase où l'on se trouvait pour le Palmier à huile quand en 1910 nous avons fait connaître nos observations et demandé sa mise en culture et sa sélection. On sait les progrès réalisés en moins de 30 ans d'efforts.

Pour le Karité et le Kapoquier soudanais le problème à résoudre est tout aussi important et il pourra avoir une portée encore plus grande pour la conservation des sols.

Nous avons publié récemment une monographie du Karité (1), qui nous dispense de revenir sur les variétés déjà connues du *Butyrospermum Parkii* et sur leur amélioration.

Dans une prochaine Note nous nous occuperons de l'Arbre à Kapok du Soudan.

OPTIQUE PHYSIOLOGIQUE. — *Sur le phénomène de la* marque tournante. Note de M. **Armand de Gramont.**

Si un repère mobile se déplace suivant une ligne horizontale devant les yeux d'un observateur, ce repère ne sera correctement situé en vision stéréoscopique que si les vitesses de perception sont les mêmes pour les deux yeux.

Un verre fumé placé devant l'un des yeux augmente le temps qui s'écoule entre l'excitation de la rétine et la perception de la sensation, en sorte que la marque mobile se trouve localisée en arrière ou en avant de son plan véritable

---

(1) *Rev. Bot. App.*, nos **260**, **261**, **262**, 1943, pp. 100-120.

selon le sens de son déplacement. Si le repère mobile est soumis à un mouvement alternatif, qui peut être obtenu au moyen d'un pendule ou d'un métronome, il semble à l'observateur qu'il décrive une trajectoire elliptique et le déplacement en profondeur du mobile, qui figure le petit axe de l'ellipse, varie avec sa vitesse angulaire et avec la densité du verre interposé. Cette illusion est habituellement qualifiée de phénomène de la *marque tournante* ou du *pendule tournant*.

Ce dispositif est commode chaque fois qu'il s'agit d'étudier la variation des réactions oculaires dans différentes circonstances. Il permet, non de mesurer un retard, mais de le déceler et, de plus, d'égaliser les retards dus à des causes différentes : c'est ainsi qu'avec M. Henri Piéron nous avons pu constater, en 1942, que des écrans polarisants n'apportaient aucun retard quand on les comparait à des écrans de couleur et de densité analogues.

La méthode est très sensible quand le sujet est doué d'une bonne acuité stéréoscopique : si le mobile oscillant est observé d'une façon dissymétrique, c'est-à-dire en tournant la tête de façon à éloigner l'un des deux yeux, la vitesse de déplacement de l'image sur la rétine se trouve augmentée pour l'œil qui est le plus rapproché du mobile; nous avons ainsi constaté que cette différence de vitesse suffit à produire l'effet de la marque tournante si le déplacement angulaire du mobile est suffisamment rapide.

Nous avons pu, d'autre part, apporter une confirmation indirecte à nos expériences antérieures sur la vitesse de perception des signaux lumineux à contraste constant sur un fond de brillance variable [1]; nous avions constaté que la réponse était d'autant plus rapide que l'éclairement de la rétine était plus intense, ce qui était conforme à l'hypothèse que nous avions émise.

Si l'on fait l'expérience de la marque tournante en éclairant latéralement un des yeux et en laissant l'autre dans l'ombre, on constate le même aspect de rotation qu'en interposant un écran absorbant sur l'œil opposé, d'où la double conclusion :

a. l'influence de la lumière ambiante sur l'œil est individuelle; les deux yeux peuvent être en états de réceptivité différents;

b. l'éclairement direct de la rétine n'est pas nécessaire pour déterminer l'accélération des perceptions que nous avions précédemment mesurée; on peut d'ailleurs produire le phénomène en dirigeant sur la sclérotique ou même sur la paupière un mince pinceau de lumière dirigée.

L'action de la lumière latérale est très rapide : il suffit d'interposer un écran du côté du faisceau incident pour faire cesser immédiatement le phénomène.

---

[1] *Journal de Physiologie et de Pathologie générale*, **36**, IV, 1938, p. 1016.

HYDRAULIQUE. — *Note sur l'orientation des veines liquides en régime transitoire.* Note de MM. **Charles Camichel** et **Charles Bory.**

Nous avons étudié [1] l'orientation des veines liquides en régime permanent et les actions, telles que celles des fils, qui peuvent provoquer cette orientation. Nous allons envisager le cas des régimes transitoires, qui a une portée beaucoup plus générale. Dans les expériences dont nous parlons aujourd'hui, une veine liquide horizontale, sortant d'un tube T de section droite rectangulaire, débouche dans une conduite également rectangulaire T', ayant la même hauteur, munie d'un robinet R à l'aval, l'ajutage ainsi formé ayant un plan de symétrie imparfaitement réalisé. Le liquide employé est l'eau. L'ouverture du robinet R étant effectuée dans un temps très court, on observe un phénomène bien connu, le tourbillon du front de la veine comportant à droite et à gauche deux enroulements R_D et R_G, et les tourbillons fixes qui prennent naissance de part et d'autre de la veine.

C'est ce tourbillon du front de la veine qui intervient dans l'orientation de celle-ci. Lorsque l'un des enroulements R_D ou R_G est altéré par exemple par un fil vertical de diamètre suffisant, la veine est déviée dans la direction de l'enroulement intact ou moins altéré. Le rôle de ce tourbillon est mis en évidence par des expériences telles que celles-ci :

Le fil est disposé de façon à orienter la veine dans la direction artificielle.

1° Dans une première série d'expériences, le fil est mis en place t secondes après l'ouverture du robinet. Si l'on donne à t des valeurs croissantes, on constate qu'il existe un temps t_1 tel que, si $t < t_1$, la répulsion de la veine se produit, alors qu'elle ne se produit plus pour $t > t_1$.

2° Dans une autre série d'expériences, on met le fil en place avant l'ouverture du robinet, et on le retire t secondes après l'ouverture, on constate qu'il existe un temps t'_1 tel que, si $t < t'_1$ la répulsion de la veine ne se produit pas, alors qu'elle a lieu pour $t > t'_1$.

L'intervalle de temps $t'_1 - t_1$ correspond au passage du tourbillon en regard du fil. Par exemple, dans un ajutage comprenant un tube T de $2^{cm} \times 20^{cm}$ de section et un tube aval T' de $10^{cm} \times 20^{cm}$ de section et $1^m,50$ de longueur, nous avons obtenu, pour un nombre de Reynolds $\mathcal{R} = 530$, calculé en prenant comme élément linéaire la largeur du tube T,

$$t_1 = 6 \text{ sec.}, \qquad t'_1 = 14 \text{ sec.}$$

Le fil, ayant 3^{mm} de diamètre et glissant suivant son axe, était disposé à 36^{mm} de la paroi et à 100^{mm} de l'orifice aval du tube T.

L'action du fil sur le tourbillon, qui provoque l'orientation de la veine, se

(1) *Comptes rendus*, **218**, 1944, p. 816.

produit entre les époques t_1 et t'_1. Effectivement, nous avons obtenu la répulsion de la veine en faisant agir le fil pendant les 8 secondes qui séparent les instants t_1 et t'_1, alors que l'établissement du régime permanent d'orientation de la veine correspond à une durée de l'ordre de 4 minutes, pendant lesquelles se forment les tourbillons fixes qui entourent la veine.

Des observations de même nature ont été faites, dans le même ajutage, avec des tiges de 6^{mm} et des fils de $1^{mm},2$ de diamètre pivotant autour d'un axe situé contre la paroi et dans un canal rectiligne, à surface libre, ayant $15^{cm} \times 15^{cm}$ de section droite, et dont on faisait varier la dissymétrie au moyen de plaques d'épaisseurs de 1 à 2^{cm} placées contre l'une des parois latérales.

Comme application du rôle du tourbillon du front de la veine on peut citer les phénomènes d'inversion d'orientation de celle-ci qui se produisent, en l'absence d'obstacles, sous l'influence du mode d'ouverture du robinet aval et de la dissymétrie de l'ajutage, qui altère un des enroulements plus que l'autre. C'est ainsi que, dans le canal rectiligne à surface libre ayant comme section $15^{cm} \times 15^{cm}$, muni d'un barrage normal à l'axe percé d'une fente verticale de 2^{cm} de largeur, la dissymétrie étant créée par une plaque de 1^{cm} d'épaisseur placée contre une des parois latérales, une ouverture lente et continue du robinet aval qui commande l'écoulement provoque l'orientation naturelle de la veine, tandis qu'une ouverture brusque, produit l'orientation artificielle. On vérifie que l'orientation ainsi obtenue est bien l'orientation artificielle, en diminuant le débit et constatant que la veine revient dans la position opposée, qui correspond à l'orientation naturelle. Ces retours de la veine, au-dessous d'un certain nombre de Reynolds, à la position d'orientation naturelle, dont nous avons déjà signalé l'existence, se produisent à la suite d'une lente transformation des tourbillons fixes accompagnée d'oscillations de grande période de la veine.

Les mêmes phénomènes ont été observés dans le petit ajutage en charge mentionné dans la Note précédente [1].

NOMINATIONS.

Le **Président de la Fondation Carnegie** invite l'Académie à désigner un de ses Membres, qui fera partie de la Commission administrative de cette Fondation, en remplacement de M. *Émile Picard*, décédé.

M. **Georges Durand-Viel** est désigné.

COMMISSIONS.

Par la majorité des suffrages, MM. **J. Chazy**, **J. Pérès** pour la Division des Sciences mathématiques; **Ch. Jacob**, **R. Courrier** pour la Division des Sciences physiques; **L. Cuénot**, **Ch. Camichel** pour la Section des Membres

non résidants sont élus Membres de la Commission qui, sous la présidence de M. le Président de l'Académie, dressera la liste de candidats à la place de Membre non résidant vacante par la mort de M. *Paul Sabatier*.

PRÉSENTATIONS.

Dans la formation d'une liste de candidats au poste de Directeur de l'Observatoire de Paris, pour la première ligne, M. *André Danjon* obtient 32 suffrages contre 2 à M. *Bernard Lyot*.

Pour la seconde ligne, M. *Armand Lambert* obtient 32 suffrages.

En conséquence, la liste présentée à M. le Ministre de l'Éducation Nationale comprendra :

En première ligne .... M. **André Danjon**.
En seconde ligne .... M. **Armand Lambert**.

CORRESPONDANCE.

M. le **Secrétaire perpétuel** signale parmi les pièces imprimées de la Correspondance :

1° *Projet d'un Sanatorium universitaire international à Leysin (Suisse)*, présenté par le Comité d'action.

2° Louis Tavernier et Ch. Godinot. *Traitement chirurgical de l'arthrite sèche de la hanche, suivi de travaux de la clinique orthopédique de la Faculté de Lyon.*

M. **Théodore Monod** adresse des remercîments pour la distinction accordée à ses travaux en 1943.

CALCUL DES PROBABILITÉS. — *Sur le mouvement brownien dépendant de plusieurs paramètres*. Note de M. **Paul Lévy**, présentée par M. Émile Borel.

1. *Lemme* (la démonstration de ce lemme est due à M. Laurent Schwartz). — Soit, dans l'espace euclidien $\mathcal{E}_p$ à p dimensions, une distribution de masses (μ); $r(A, B)$ désignant la distance de deux points A et B, on a toujours

$$(1) \qquad \iint [r(o, x) + r(o, y) - r(x, y)]\, d\mu(x)\, d\mu(y) \geqq o \quad (^1).$$

2. *Définition*. — *La fonction* $X(A)$ *du mouvement brownien à* p *paramètres* est une fonction aléatoire du point A de $\mathcal{E}_p$ telle que : 1° $X(A) - X(B) = \xi\sqrt{r(A, B)}$,

---

(1) Le résultat subsiste si l'on remplace r par r^α $(o \leqq \alpha \leqq 1)$.

ξ désignant une variable laplacienne réduite; 2° les n différences

$$X(A_\nu - X(O), (\nu = 1, 2, \ldots, n)$$

dépendent toujours d'une loi de Laplace à n variables. On peut achever de déterminer la nature de X(A) par la condition X(o) = o.

Compatibilité des conditions précédentes. — Il suffit de montrer qu'à n points A_ν de $\mathcal{E}_p$ on peut toujours faire correspondre, dans $\mathcal{E}_{n-1}$, n points a_ν tels que

$$(2) \qquad r^2(a_h, a_k) = r(A_h, A_k) \qquad (h, k = 1, 2, \ldots, n).$$

Cela se ramène à montrer que la forme

$$(3) \qquad \Sigma[r(o, A_k) + r(o, A_k) - r(A_{h,}, A_k)]x_h x_k$$

est non négative. C'est un cas particulier du lemme ci-dessus (la valeur zéro est même exclue, si les x_h ne sont pas tous nuls, ce qui indique que $n+1$ points a_k ne sont jamais dans un même $\mathcal{E}_{n-1}$).

Si, tenant compte de la loi de probabilité ainsi définie, on détermine successivement les valeurs de X(A) pour les points d'un ensemble partout dense, il y une probabilité unité que ces valeurs définissent une fonction continue dans $\mathcal{E}_p$.

3. *La valeur de* X(A) *au centre d'une sphère.* — Si la fonction X(A) est connue sur la surface Σ d'une sphère de centre A_0 et de rayon R, $X(A_0)$ prend la forme $\mu + \sigma_p \xi \sqrt{R}$, μ désignant la moyenne des valeurs données sur Σ, ξ étant une variable laplacienne réduite, et σ_p étant la moyenne de $1 - \cos\lambda$ (λ latitude) sur la sphère. Pour une sphère de rayon donné, la part du hasard est donc d'autant plus petite que p est plus grand; pour p infini, σ_p est un infiniment petit équivalent à $1/2p$.

Dans l'espace de Hilbert $\mathcal{E}_\omega$, $X(A_0) = \mu$, c'est-à-dire que X(A) est une fonction harmonique. Quoiqu'elle soit partout discontinue, il ne semble pas douteux qu'on puisse lui appliquer tous les résultats sur les fonctions harmoniques dans $\mathcal{E}_\omega$ que nous avons établis autrefois (²); en particulier les hypersurfaces X(A) = const. sont minima, et la solution du problème de Dirichlet relatif à une surface fermée ou presque fermée devient élémentaire. A l'intérieur d'une telle surface, la part du hasard disparaît si la fonction est connue sur la surface.

4. *Cas du plan.* — Nous nous limiterons à ce cas pour établir un résultat important; une fois qu'il est établi dans ce cas, la généralisation est immédiate.

Si $X(A) = X(x, y)$ est connu sur l'axe des $x[X(x, o) = f(x)]$, $X(o, y) = X_1$ et $X(o, -y) = X_2$ deviennent des variables aléatoires de la forme

$$X_1 = \mu + \sigma\xi, \qquad X_2 = \mu + \sigma\eta,$$

(²) P. Lévy, *Leçons d'analyse fonctionnelle*, Paris, 1922, pp. 375-435.

avec

$$(4)\qquad \mu = f(0) + \frac{y^2}{2}\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{f(x)\,dx}{(x^2+y^2)^{\frac{3}{2}}}, \qquad \sigma^2 = \frac{\pi}{4}|y|,$$

ξ et η étant des variables laplaciennes réduites. Elles sont indépendantes des valeurs données $f(x)$, mais ne sont pas indépendantes l'une de l'autre. Il y a entre elles une corrélation négative, définie par

$$(5)\qquad \mathrm{E}\{\xi\eta\} = -\mathrm{E}\{\mu^2\} = -\left(1-\frac{\pi}{4}\right)|y| = \mathrm{E}\{\xi\}\,\mathrm{E}\{\eta\} - \left(1-\frac{\pi}{4}\right)|y|.$$

Dans le cas du mouvement brownien à un paramètre t, qu'on peut supposer être le temps, la connaissance de la valeur actuelle $X(t)$ rend à chaque instant le passé et l'avenir stochastiquement indépendants l'un de l'autre. On aurait pu croire que, de la même manière, dans le mouvement brownien à deux paramètres, la connaissance de $X(A)$ sur une droite ou sur n'importe quelle ligne séparant le plan en deux régions S_1 et S_2 rendrait les valeurs de la fonction $X(A)$ dans S_1 indépendantes de ses valeurs dans S_2. On voit qu'il n'en est rien.

Il semble que, plus généralement, cette condition d'indépendance ne puisse pas être réalisée pour une fonction aléatoire d'un point du plan, en dehors du cas de processus dégénérés, comme celui où il existerait une famille de courbes C telles qu'il n'y ait de corrélation qu'entre les points d'une même courbe.

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Sur l'évaluation de certaines intégrales définies.* Note [1] de M. L. **Thielemans**, présentée par M. Joseph Bethenod.

Je considère l'intégrale d'ordre n (n entier et positif)

$$(1)\qquad \mathrm{I}_n = \int_l \frac{f(a_1 t, a_2 t, \ldots, a_m t)\,dt}{t^n} \qquad (\text{les } a_i \text{ réels})$$

prise le long d'un chemin l indépendant des paramètres a_i. Je suppose que cette intégrale ait un sens et que soient remplies les conditions relatives à la légimité de la dérivation sous le signe $\int$ pour l'ensemble des paramètres a_i.

L'intégration par parties donne

$$(2)\qquad \mathrm{I}_n = \frac{n-1}{1}\left[\frac{f}{t^{n-1}}\right]_l + \frac{1}{n-1}\int_l \frac{df}{dt}\frac{dt}{t^{n-1}};$$

or

$$(3)\qquad \frac{df}{dt} = a_1\frac{\partial f}{\partial(a_1 t)} + a_2\frac{\partial f}{\partial(a_2 t)} + \ldots = (a\nabla)f = f_1(\ldots, a_i t, \ldots).$$

---

(1) Séance du 10 janvier 1944.

$(a\nabla)$ désignant l'opérateur différentiel linéaire

$$\sum_{1}^{m} a_i \frac{\partial}{\partial(a_i t)}. \tag{4}$$

On est ramené à l'évaluation d'une intégrale d'ordre $n-1$ à laquelle, si les conditions nécessaires sont remplies, on peut appliquer le même procédé qu'à I_n, soit

$$I_{n-1} = -\frac{n-2}{1}\left[\frac{(a\nabla)f}{t^{n-2}}\right]_t + \frac{1}{n-2}\int_t \frac{df_1}{dt}\frac{dt}{t^{n-2}} \tag{5}$$

avec

$$\frac{df_1}{dt} = (a\nabla)^2 f = f_2(\ldots, a_i t, \ldots);$$

et ainsi de suite jusqu'à ce que l'on aboutisse à des résultats connus. Si je suppose que ces résultats concernent les intégrales d'ordre 1, j'obtiens la formule

$$I_n = \frac{-1}{n-1}\left[\frac{f}{t^{n-1}}\right]_t - \frac{1}{(n-1)(n-2)}\left[\frac{(a\nabla)f}{t^{n-2}}\right]_t - \frac{1}{(n-1)(n-2)(n-3)}\left[\frac{(a\nabla)^2 f}{t^{n-3}}\right] - \frac{1}{(n-1)!}\left[\frac{(a\nabla)^{n-2}f}{t}\right]_t + \frac{1}{(n-1)!}\int_t \left[\frac{(a\nabla)^{n-1}f}{t}\right] dt. \tag{6}$$

Application. — Des intégrales du type précédent se rencontrent, notamment sous forme *d'intégrales de Fourier*, dans l'étude de certains problèmes de distribution de chaleur ou de répartition des champs magnétiques.

C'est en utilisant la méthode précédente que j'ai calculé les intégrales de cette espèce qui figurent dans le Mémoire original de M. Ed. Roth, *Champ magnétique et inductance d'un système de barres rectangulaires parallèles*.

L'intégrale du troisième ordre

$$I(x, y, a, b) = \int_0^\infty \frac{\sin yt \sin bt \,\mathrm{sh}\, at\, e^{-xt}\, dt}{t^3} \qquad (x \geq a > 0), \tag{7}$$

prise sur la partie positive de l'axe de t est d'un type analogue.

La fonction $f(xt, yt, at, bt)$ présente un zéro triple à l'origine et s'annule à l'infini.

On vérifie que les crochets s'annulent et que les intégrales du premier ordre auquel on est conduit se ramènent, par des changements faciles de variables, aux deux types

$$\int_0^\infty \frac{\sin t}{t}(1 - e^{-\lambda t})\, dt = \operatorname{arc\,tg} \lambda$$

et

$$\int_0^\infty \frac{1-\cos t}{t} e^{-\lambda t}\, dt = \mathrm{L}\,\frac{\sqrt{1+\lambda^2}}{\lambda} \qquad \text{(L, logarithme népérien).}$$

La solution développée peut s'écrire sous la forme

$$(8)\quad \mathrm{I}(x, y, a, b) = \frac{1}{4}\left\{ \begin{aligned} & [(x-a)^2-(y-b)^2]\,\mathrm{L}\sqrt{(x-a)^2+(y-b)^2} \\ & + 2(x-a)(y-b)\,\mathrm{arc\,tang}\,\frac{y-b}{x-a} \\ & - [(x-a)^2-(y+b)^2]\,\mathrm{L}\sqrt{(x-a)^2+(y+b)^2} \\ & + 2(x-a)(y+b)\,\mathrm{arc\,tang}\,\frac{y+b}{x-a} \\ & + [(x+a)^2-(y+b)^2]\,\mathrm{L}\sqrt{(x+a)^2+(y+b)^2} \\ & + 2(x+a)(y+b)\,\mathrm{arc\,tang}\,\frac{y+b}{x+a} \\ & - [(x+a)^2-(y-b)^2]\,\mathrm{L}\sqrt{(x+a)^2+(y-b)^2} \\ & + 2(x+a)(y-b)\,\mathrm{arc\,tang}\,\frac{y-b}{x+a} \end{aligned} \right\}$$

$$(x \geqq a > 0).$$

C'est une *fonction harmonique* de x et de y, ainsi qu'on pouvait le prévoir.

En effet la quantité à intégrer sous le signe $\int$ dans (7) *est la partie réelle* de la fonction analytique en z

$$(9)\qquad i\,\frac{(e^{-zt}-e^{-kt})\sin bt\,\mathrm{sh}\,at}{t^3},$$

où

$$z = x + iy \qquad \text{avec} \quad x \geqq a > 0 \ \text{et}\ k \geqq a \qquad (i^2+1=0).$$

L'intégration de (9) peut se faire par la méthode indiquée, bien que z soit complexe, *la partie réelle x de z restant positive et au moins égale à a*. On obtiendra comme résultat :

$$(10)\quad \begin{aligned} & \frac{1}{4}\Big\{ [z-(a+ib)]^2\mathrm{L}[z-(a+ib)] - [z-(a-ib)]^2\mathrm{L}[z-(a-ib)] \\ & \qquad + [z+(a+ib)]^2\mathrm{L}[z+(a+ib)] - [z+(a-ib)]^2\mathrm{L}[z+(a-ib)] \Big\} \\ & + \frac{1}{2}i\Big\{ 2(k-a)b\,\mathrm{L}\sqrt{(k-a)^2+b^2} - [(k-a)^2-b^2]\,\mathrm{arc\,tang}\,\frac{b}{k-a} \\ & \qquad + 2(k+a)b\,\mathrm{L}\sqrt{(k+a)^2+b^2} - [(k+a)^2-b^2]\,\mathrm{arc\,tang}\,\frac{b}{k+a} \Big\}. \end{aligned}$$

La dernière partie constante est *purement imaginaire*; le paramètre k ne figure donc pas dans la partie réelle.

THÉORIE DES FONCTIONS. — *Sur un théorème d'Ahlfors et son application à l'étude de la représentation conforme.* Note de M. **Jacques Dufresnoy**, présentée par M. Paul Montel.

Dans l'étude de la représentation conforme, M. Ostrowski a donné [1] une condition nécessaire et suffisante pour qu'il y ait semi-conformité en un point

---

[1] *Prace matematyczno-fizyczne*, **44**, 1936, pp. 371-471.

frontière. Supposant celle-ci satisfaite, nous allons chercher une condition suffisante pour que la représentation soit conforme en ce point.

Par une transformation simple et bien connue, on est ramené au cas d'un domaine simplement connexe G du plan de la variable $z = x + iy$, représenté conformément sur la bande $|v| < a/2$ du plan de la variable $w = u + iv$, la représentation faisant correspondre $u = +\infty$ au point frontière accessible $x = +\infty$ du domaine G. Le domaine G contient la demi-bande $|y| < (a/2) - \varepsilon$, $x > x_0$ si petit que soit $\varepsilon > 0$ pourvu que x_0 soit assez grand, tandis qu'il existe, d'une part, une suite de points $z'_n = x'_n + iy'_n$ appartenant à la frontière de G et tels que $x'_n \to +\infty$ avec $x'_{n+1}/x'_n \to 1$ et $y'_n \to a/2$ et, d'autre part, une suite de points $z''_n = x''_n + iy''_n$ appartenant à cette même frontière et tels que $x''_n \to +\infty$ avec $x''_{n+1}/x''_n \to 1$ et $y''_n \to -a/2$. Dans ces conditions, on sait que la représentation est telle que $y - v \to 0$ quand $w \to +\infty$ en restant intérieur à la bande $|v| < (a/2) - \varepsilon$ (semi-conformité). Il y aura conformité si $x - u \to$ const. dans les mêmes conditions.

Nous utiliserons deux importants théorèmes d'Ahlfors ([2]), que nous allons compléter.

Sur toute droite $\mathcal{R}z = x$, il y a une transversale Θ_x du domaine G qui rencontre l'axe réel; soit $\theta(x)$ sa longueur. A la transversale Θ_x de G correspond une transversale L_x de la bande. Soient $u_1(x)$ et $u_2(x)$ les abscisses minima et maxima de L_x. M. Ahlfors a montré que, si x_1 et x_2 ($x_1 < x_2$) sont tels que

$$\int_{x_1}^{x_2} \frac{dx}{\theta(x)} < 2,$$

on a

$$(1) \qquad u_1(x_2) - u_2(x_1) \geqq a \int_{x_1}^{x_2} \frac{dx}{\theta(x)} - 4a.$$

En reprenant la démonstration de l'auteur et en utilisant le premier théorème d'Ostrowski sur les plis, on voit que les constantes 2 et $4a$, qui figurent dans ces inégalités, peuvent être remplacées par des quantités qui dépendent de x_1 et tendent vers zéro quand x_1 tend vers $+\infty$.

Le second théorème d'Ahlfors suppose que le domaine G est symétrique par rapport à l'axe réel; nous allons voir que cette condition est superflue. Désignant par $y_1(x)$ et $y_2(x)$ les ordonnées des extrémités de Θ_x, de sorte que $\theta(x) = y_2(x) - y_1(x)$, nous supposerons que $y_1(x)$ et $y_2(x)$ sont à variation bornée, tandis que $\theta(x)$ reste inférieur à un nombre fixe L. A la sécante $\mathcal{R}w = u$ de la bande, correspond une sécante $\overline{\Theta_u}$ du domaine G* balayé par Θ_x

---

([2]) *Acta societatis scientiarum fennicae*, 1, IX, 1930. M[lle] J. Ferrand (*Comptes rendus*, 219, 1944, p. 507) a apporté une précision intéressante au premier théorème d'Ahlfors.

(domaine sans *plis*); soit $\theta(u)$ la longueur de cette sécante. Désignons par $x_1(u)$ et $x_2(u)$ les abscisses minima et maxima des points de $\overline{\Theta_u}$ et par $x(u)$ l'abscisse du point (unique pour u assez grand) en lequel $\overline{\Theta_u}$ coupe l'axe réel. En tenant compte de $x_2(u)-x_1(u)<4L$, conséquence de (1), on montre que, pour $u_1<u_2$, on a

$$\int_{x(u_1)}^{x(u_2)} \theta(x)\,dx \geqq \frac{1}{a}\int_{u_1}^{u_2} \bar{\theta}^{2}(u)\,du - 8L^2.$$

En désignant par $\bar{\bar{\theta}}(x)$ la longueur minima des transversales du domaine G qui passent par le point $z=x$ et en posant $dt=[dx/\bar{\bar{\theta}}(x)]-(du/a)$, il vient

$$\int_{u_1}^{u_2} \bar{\theta}^{2}[x(u)]\,dt \geqq -8L^2 - \int_{x(u_1)}^{x(u_2)} [\theta(x)-\bar{\bar{\theta}}(x)]\,dx,$$

qui entraîne

$$\int_{u_1}^{u_2} \bar{\bar{\theta}}^{2}[x(u)]\,dt \geqq -8L^2 - 8LV_1[x(u_1)-4L,\,x(u_2)+4L],$$

où V_1 représente la somme des variations de $y_1(x)$ et $y_2(x)$ dans l'intervalle indiqué entre crochets. En suivant à très peu près la méthode d'Ahlfors, on parvient à

$$(2)\qquad u_2(x_2)-u_1(x_1) \leqq a\int_{x_1}^{x_2}\frac{dx}{\theta(x)} + 8a + 16aL^2\frac{V_2+\theta_m^2}{\theta_m^4} + 16aL\frac{V_1}{\theta_m^4},$$

où V_2 est la variation de la fonction $\bar{\bar{\theta}}^{2}(x)$ dans l'intervalle $(x_1-4L,\,x_2+4L)$ et θ_m le minimum de $\theta(x)$ dans ce même intervalle.

La remarque faite pour l'inégalité (1) a pour conséquence de permettre, dans le second membre de (2), le remplacement des constantes $8a$, $16aL^2$, $16aL$ par des quantités qui dépendent de x_1 et tendent vers zéro lorsque x_1 tend vers $+\infty$. D'autre part l'inégalité (2) est encore valable si, pour le calcul du second membre, on remplace le domaine G par un domaine qui lui est intérieur.

Des inégalités (1) et (2) on déduit immédiatement :

Théorème. — *Si* $\int^{+\infty}\frac{\theta(x)-\pi}{\theta(x)}dx$ *est convergente et si l'on peut trouver deux fonctions* $y_1^*(x)$ *et* $y_2^*(x)$ *satisfaisant à* $y_1 \leqq y_1^* < y_2^* \leqq y_2$ *telles que* y_1^* *et* y_2^* *soient à variation bornée dans* $x_0<x<+\infty$ *et que* $\int^{+\infty}\frac{\pi-\theta^*(x)}{\theta^*(x)}dx$ *soit convergente avec* $\theta^*(x)=y_2^*-y_1^*$, *la représentation est conforme* [3].

Voici deux exemples de domaines qui ne peuvent être étudiés par les critères connus et pour lesquels notre théorème assure la conformité :

---

[3] Il suffit que les conditions précédentes soient vérifiées pour un domaine intérieur à G et qui appartienne au type de ceux introduits par Mlle Ferrand dans sa Note citée.

1° Domaine limité par les courbes $y = \pm f(x)$, avec

$$f(x) = \frac{\frac{a}{2}}{1 + \frac{(-1)^n}{n^2}} \qquad \text{pour } n^2 < x < (n+1)^2;$$

2° Domaine limité par les courbes $y = (1/x) \pm (\pi/2)$.

MÉCANIQUE ANALYTIQUE. — *Problème de la dérivée oblique dans la théorie du potentiel.* Note [1] de M. **Alfred Liénard**.

J'ai montré en 1939 comment on pouvait, dans le problème plan des dérivées obliques dans la théorie du potentiel [2], associer, à toute équation à la frontière de la forme

$$\cos\varphi \frac{\partial V}{\partial x} + \sin\varphi \frac{\partial V}{\partial y} + c(M)V = f(M)$$

ou

$$(1) \qquad \mathcal{F}V \equiv \frac{dV}{d\sigma} + c(M)V = f(M) \qquad (M = \text{p}^{\text{t}} \text{ frontière}),$$

un second problème relatif au même domaine, mais avec des directions de dérivation $d\sigma'$ différentes et tel que la connaissance de solutions homogènes du second problème permette d'écrire des conditions de possibilité du premier problème de la forme

$$(2) \qquad \int_{\text{front.}} f(M)F(M)\,dl = 0.$$

Dans le cas où $c(M)$ est nul, l'emploi des équations associées permet d'obtenir toutes les conditions de la forme (2) et, réciproquement, la connaissance d'une fonction $F(M)$ entrant dans une condition (2) entraîne celle d'une solution de l'équation homogène associée. Je vais montrer que les mêmes propriétés existent lorsque $c(M)$ n'est pas nul, ainsi que dans le cas de l'espace.

La théorie repose sur deux identités : l'une est l'identité de Green pour deux fonctions harmoniques; la seconde identité se réduit à $\int_{\text{front.}} \frac{db}{ds}\,ds = 0$ dans le cas du plan [b = fonction arbitraire de l'arc frontière s] et à

$$\int_{\text{front.}} \text{div}_S \beta \, dS = 0$$

dans le cas de l'espace. $\text{Div}_S \beta$ est la divergence, sur la surface frontière S, d'un vecteur β tangent à S en chaque point {l'expression de $d_S\beta$ en calcul tensoriel est $(1/\sqrt{g})\left[\partial(\sqrt{g}\,\beta^\mu)/\partial x^\mu\right]$}.

---

[1] Séance du 4 janvier 1944.

[2] *Journal de l'École Polytechnique*, 3e série, 3, 1939, pp. 56-84.

Soient N et α des vecteurs unités menés en chaque point frontière dans la direction de la normale intérieure et dans la direction de dérivation ; u l'angle de N et de α ; α_t la composante du vecteur α dans le plan tangent. Le premier membre de l'équation (1) peut s'écrire

$$\mathcal{F}\mathrm{V} \equiv \cos u \frac{d\mathrm{V}}{d\mathrm{M}} + (\alpha_t . \mathrm{grad}\,\mathrm{V}) + c(\mathrm{M})\mathrm{V}.$$

Soient W une autre fonction harmonique et $\mathcal{R}\mathrm{W}$ une fonction linéaire de W et de ses dérivées premières sur la frontière, de la forme

$$\mathcal{R}\mathrm{W} \equiv \frac{d\mathrm{W}}{d\sigma'} + c'(\mathrm{M})\mathrm{W} = \cos u' \frac{d\mathrm{W}}{d\mathrm{M}} + (\sigma'_t . \mathrm{grad}\,\mathrm{W}) + c'\mathrm{W}; \tag{3}$$

il est possible de déterminer u', α'_t et c' en fonction de u, α_t et c de manière à avoir identiquement

$$\int_{\text{front.}} \left[\mathcal{F}\mathrm{V}\frac{\mathrm{W}}{\cos u} - \mathcal{R}\mathrm{W}\right] d\mathrm{S} \equiv \int_{\text{front.}} \left[\mathrm{W}\frac{d\mathrm{V}}{d\mathrm{N}} - \mathrm{V}\frac{d\mathrm{W}}{d\mathrm{M}} + \mathrm{div}_\mathrm{S}\frac{\alpha_t \mathrm{VW}}{\cos u}\right] ds, \tag{4}$$

il suffit pour cela de poser

$$u' = u, \qquad \alpha'_t = -\alpha_t, \qquad c' = c - \cos u\, \mathrm{div}_\mathrm{S}\left(\frac{\alpha_t}{\cos u}\right). \tag{5}$$

D'après (3) et (5) la direction de dérivation pour W est symétrique de celle de V par rapport à la normale.

Comme le second membre de (4) est nul en vertu des identités rappelées au début, l'équation (4) donne

$$\int_{\text{front.}} \left[\mathcal{F}\mathrm{V}\frac{\mathrm{W}}{\cos u} - \mathcal{R}\mathrm{W}\right] d\mathrm{S} = 0.$$

La relation a lieu à la seule condition que les fonctions V et W soient harmoniques. Prenons en particulier pour V une solution de l'équation (1) et pour W une solution de l'équation homogène $\mathcal{R}\mathrm{W} = 0$. La relation devient

$$\int_{\text{front.}} f(\mathrm{M})\frac{\mathrm{W}}{\cos u}\, d\mathrm{S} = 0;$$

elle représente une condition à laquelle doit satisfaire le dernier membre de (1) pour que cette équation puisse admettre une solution. Réciproquement, si une fonction F(M) est telle que (2) représente une condition de possibilité pour l'équation (1), la fonction harmonique W, égale sur la frontière à $\mathrm{F}(\mathrm{M})\cos u$, satisfait à l'équation homogène $\mathcal{R}\mathrm{W} = 0$.

On pourrait craindre que la présence de $\cos u$ en dénominateur dans le terme $c'\mathrm{W}$ n'entraîne des difficultés ou impossibilités, car $\cos u$ s'annule aux points où la direction de dérivation vient à être tangente à la frontière. En réalité il n'en est rien, tout au moins si $\cos u$ ne s'annule qu'en des points distincts (problème plan) ou sur des lignes séparées (espace). W est seulement obligé à s'annuler en même temps que $\cos u$.

DYNAMIQUE DES FLUIDES. — *Sur la pulvérisation des liquides visqueux.* Note de M. **Guy Littaye**, présentée par M. Henri Villat.

Nous avons montré ([1]) qu'une goutte liquide de diamètre D émise à faible vitesse dans un courant gazeux de vitesse V doit se subdiviser en gouttes plus petites quand la vitesse V devient supérieure à la valeur fournie par la relation

$$\frac{\rho V^2 D}{T} = \text{const.}, \tag{1}$$

où ρ est la masse spécifique du gaz et T la tension superficielle du liquide. Lorsqu'un jet liquide est soumis à un courant gazeux de vitesse V croissante, il se résout d'abord en gouttes sous l'action de la tension superficielle du liquide. Au-dessus d'une valeur V_1 de la vitesse, les grosses gouttes ainsi obtenues se subdivisent en gouttes beaucoup plus petites sous l'action du courant gazeux (pulvérisation). Le diamètre des gouttes obtenues ne cesse de décroître lorsque la vitesse de l'air augmente. Au-dessus d'une valeur V_2 on cesse de pouvoir distinguer les gouttes dans le jet; celui-ci se transforme en un brouillard de gouttes microscopiques (atomisation).

La relation (1) suppose que l'éclatement se produise en un temps assez long pour que la goutte ne soit pas entraînée de façon appréciable par le courant gazeux; sinon la vitesse absolue V doit évidemment être remplacée par la vitesse relative du gaz et du liquide : les valeurs de V_1 et de V_2 croîtraient avec la durée d'éclatement de la goutte. Nous avons montré ([2]) que la condition précédente est bien remplie pour un liquide mobile si l'on admet que la durée d'éclatement a pour ordre de grandeur la période d'oscillation de la goutte

$$\tau = A\sqrt{\frac{\rho' D^3}{T}}, \tag{2}$$

où ρ' est la masse spécifique du liquide et A une constante.

Il peut ne plus en être de même pour un liquide visqueux, la période τ croissant avec la viscosité η du liquide. Un calcul simple d'analyse dimensionnelle montre que A est alors une fonction croissante du nombre sans dimension $\eta/\sqrt{\rho' DT}$. L'influence de la viscosité du liquide se fera donc d'autant plus sentir que le diamètre des gouttes sera plus petit; cette influence, qui tend à augmenter les valeurs de V_1 et de V_2, doit donc s'observer d'abord sur le seuil d'atomisation.

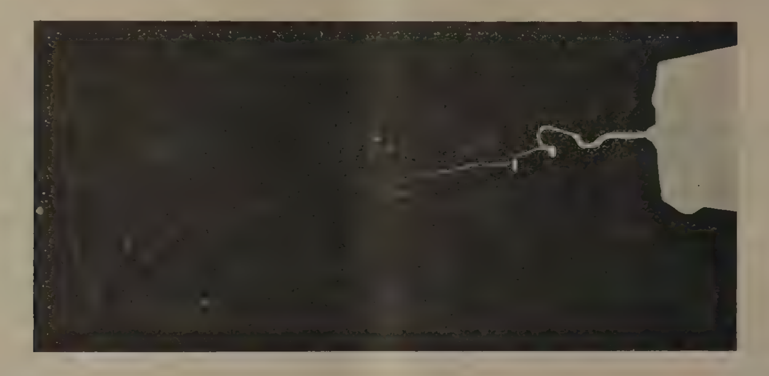
Nous avons étudié comment varient V_1 et V_2 avec η en utilisant des liquides plus ou moins visqueux, mais de tensions superficielles et de masses spécifiques

---

([1]) *Comptes rendus*, **217**, 1943, p. 99.

([2]) *Ibid.*, **217**, 1943, p. 340.

voisines. Nous avons observé que *la vitesse au seuil d'atomisation croît avec la viscosité du liquide* (du simple au double lorsque η passe de 0,33 à 7,6 C. G. S). Pour des valeurs de η inférieure à 0,1 C. G. S, l'influence de la viscosité sur le seuil de pulvérisation ne se fait pas sentir; lorsque η croît au delà de cette valeur, le mécanisme de la pulvérisation aux vitesses moyennes est complètement modifié; sous l'action du courant gazeux, le jet s'étire en filaments



Pulvérisation d'un solide visqueux.
Solution aqueuse de glycérine $\eta = 0,84$ C. G. S.; diamètre de l'orifice 1mm,10; vitesse de l'air 27 m : s.

très fins; ceux-ci se résolvent ensuite en gouttes sous l'influence de la tension superficielle. On observe alors *une diminution de la vitesse au seuil de pulvérisation*.

L'aspect d'un jet de liquide visqueux aux vitesses moyennes est à rapprocher de celui que l'on obtient en injection solide ([3]). D'autre part les résultats obtenus ici sont à rapprocher de la difficulté que présente l'atomisation des liquides visqueux par injection solide. Ici encore il semble que le mécanisme de la pulvérisation soit le même en injection solide et en atomisation pneumatique.

HYDRAULIQUE. — *Sur le transport du sable sous l'influence de la houle.* Note ([1]) de MM. **Jean Laurent** et **Henri Gridel**, présentée par M. Albert Caquot.

Le transport des matériaux solides dans la mer, au voisinage des côtes sableuses, a fait l'objet d'observations et d'études nombreuses, aussi bien de la part des géologues et des hydrographes que des ingénieurs chargés de l'aménagement et de l'entretien des ports. Petit à petit l'opinion s'est confirmée que,

([3]) Henlein, *Forsch. auf dem Geb. des Ing. Wesens*, 2, 1931, *fig.* 13 *d*, p. 142.

([1]) Séance du 5 mai 1943.

parmi les causes principales des cheminements, il faut considérer l'effet des transports provoqués par la houle. En effet, alors que les courants qui, dans la plupart des cas, résultent du jeu des marées, se renversent quatre fois par jour, au contraire, du fait des vents régnants, la direction de la houle le long d'une côte s'établit et se maintient de façon fixe pendant de très longs espaces de temps. Cela explique les cheminements arénifères quasi permanents qui ont été observés dans toutes les mers du Globe.

On constate alors l'intérêt à la fois scientifique et pratique qu'il y a à étudier, par des essais sur modèle réduit, le mécanisme de ce phénomène.

A l'occasion des expériences effectuées, il y a quelques années, dans un laboratoire étranger, on a pu constater que, pour une houle donnée, il existait une relation entre l'importance du débit solide charrié par cette houle et l'angle fait par la côte avec la direction des vagues. On a également constaté que, si, pour une houle donnée, on fait varier le débit solide confié aux vagues, il se produit, en aval des caps ou des digues qui avancent dans la mer, un dépôt de matériaux en forme de cordon lagunaire dont l'orientation par rapport à la houle régnante dépend de l'importance du débit solide en question.

De la série d'essais entrepris à cette époque, on avait cru pouvoir tirer les conclusions suivantes :

1° plus le débit solide est important et plus le lido qui en résulte a tendance à se déposer en travers de la houle causale;

2° lorsque la houle est saturée en débit solide, l'angle d'émergence du cordon lagunaire avec les crêtes de houle est de 65°.

A l'occasion d'une très importante étude effectuée au Laboratoire central d'Hydraulique au cours des années 1940, 1941, 1942, nous avons été amenés à reproduire une partie des expériences faites antérieurement dans un laboratoire étranger. Or, si nous avons pu contrôler l'exactitude des principes généraux que ces dernières avaient permis de dégager, par contre, nous avons été amené, sur un certain nombre de points particuliers, aux conclusions suivantes :

1° Alors qu'on avait admis que la reproduction similaire sur la maquette d'un phénomène observé sur la nature pouvait être réalisée sur une maquette douée de distorsion, c'est-à-dire où les échelles de réduction en plan et en hauteur sont différentes, nous sommes arrivés à démontrer, et par le calcul et par l'expérience, que la reproduction correcte des phénomènes au laboratoire implique la construction d'une maquette sans distorsion. En effet, pour que l'épanouissement de la houle se produise de façon identique dans la cuve d'expériences et dans la réalité, il faut que les célérités aux points homologues restent toujours proportionnelles.

Si l'on désigne par $c=\sqrt{(g\lambda/2\pi)\,\mathrm{th}\,2\pi(h/\lambda)}$, la célérité en un point réel et par $c'=\sqrt{(g\lambda'/2\pi)\,\mathrm{th}\,2\pi(h'/\lambda')}$ la célérité au point correspondant de la maquette, il faut, pour que le rapport c/c' soit constant, que le rapport $[\mathrm{th}\,2\pi(h/\lambda)/\mathrm{th}\,2\pi(h'/\lambda')]$ soit lui-même constant.

Or $\lambda' = m\lambda'$ et $h' = nh$, m et n désignant respectivement les échelles de réduction en plan et en hauteur; la relation n'est identiquement vérifiée que si $m/n = 1$, donc si la maquette n'est pas distordue.

L'acquisition de cette notion est fondamentale pour tous les essais en laboratoire où l'on doit représenter des phénomènes de houle; comme la tendance actuelle de la technique conduit de plus en plus à étudier le comportement des ouvrages portuaires sous l'influence de la houle, il est nécessaire, pour ne pas aller au-devant d'échecs dont les conséquences peuvent être extrêmement graves, de se conformer à cette règle.

2° En reproduisant, à l'aide de divers matériaux, les expériences dont il a été question ci-dessus, nous avons constaté que l'indication d'un angle fixe de 65°, qui correspondrait à la houle saturée en débit solide, ne doit pas être retenue.

C'est ainsi, par exemple, qu'en réalisant sur la maquette des essais de transport de sable par la houle, et en utilisant comme matériau de transport des grains de pierre ponce convenablement triés pour obtenir une granulométrie constante, nous avons constaté une concordance très satisfaisante des phénomènes observés avec la formule empirique

$$\alpha = 125 - \frac{1130}{x + 13},$$

formule où α représente l'angle en degré que fait le cordon lagunaire émergent avec la direction des crêtes de houle, l'origine de l'angle étant prise du côté d'où provient le débit solide, et x représentant la proportion de débit solide, confié à la houle considérée. Lorsque la houle est saturée en débit solide, c'est-à-dire lorsque x est infini, on a

$$\alpha = 125°,$$

ce qui correspond à un angle de $180 - 125 = 55°$ entre le lido et la direction initiale des crêtes de houle.

Cette formule, valable pour une houle de caractéristiques données, un matériau de densité, de forme et de granulométrie définies et une forme de côte déterminée, ne s'applique plus lorsqu'on fait varier les paramètres de l'expérience; le problème est donc infiniment plus complexe qu'il n'avait pu le paraître au premier abord.

Il y a lieu de penser que, lorsqu'aura été menée à bien la série complète de nos expériences, la plupart des phénomènes de transport solide le long des côtes qui semblent, à l'heure actuelle, déjouer toutes les prévisions, pourront être complètement interprétés et prévus à l'avance.

HYDRAULIQUE. — *Méthode générale de calcul des chambres d'équilibre déversantes (méthode* D. F.). Note de M. **Léopold Escande**, transmise par M. Charles Camichel.

Il n'existe pas de méthode de calcul rigoureuse des cheminées d'équilibre déversantes. En effet, avec les notations habituelles, en appelant $Z' = Z - H$ la

cote du plan d'eau au-dessus du seuil déversant, lui-même à la cote H au-dessus du niveau statique, on peut désigner par $\mu Z'^{3/2}$ le débit déversant ($\mu =$ const. pour $Z' > 0$, $\mu = 0$ pour $Z' \leqq 0$) et écrire l'équation de continuité et celle des forces vives sous la forme suivante, dans le cas d'un arrêt complet instantané du débit, pour une chambre à section constante sans étranglement, et en négligeant toutes les pertes de charge :

$$(1) \qquad fW = FV + \mu Z'^{\frac{3}{2}};$$

$$(2) \qquad \frac{L}{g}\frac{dW}{dt} + H + Z' = 0.$$

On en tire l'équation différentielle du premier ordre

$$\frac{L}{gf}\left[FV\frac{dV}{dZ'} + \frac{3}{2}\mu V\sqrt{Z'}\right] + H + Z' = 0,$$

qui n'est pas intégrable. Le problème n'admet donc pas de solution mathématique rigoureuse, même dans le cas le plus simple.

Nous allons voir qu'il est facile, par contre, de le résoudre par notre méthode de calcul aux différences finies (méthode D. F.), dans le cas le plus général d'une chambre à section F variable, avec étranglement inférieur, en tenant compte des pertes de charge et pour une manœuvre quelconque; les équations (1) et (2) sont alors remplacées par

$$(3) \qquad fW = FV + \mu Z'^{\frac{3}{2}} + Q,$$

$$(4) \qquad \frac{L}{g}\frac{dW}{dt} + H + Z' + \varepsilon K W^2 + \varepsilon' \lambda F^2 V^2 = 0.$$

De ces équations, en passant des différentielles aux différences finies, on déduit les trois relations

$$(5) \qquad W = \frac{1}{f}\left[FV + \mu Z'^{\frac{3}{2}} + Q\right],$$

$$(6) \qquad \Delta Z' = V\,\Delta t,$$

$$(7) \qquad \Delta V = \frac{-1}{F}\left[V\,\Delta F + \frac{3}{2}\mu V\sqrt{Z'}\,\Delta t + \Delta Q + \frac{gf}{L}(H + Z' + \varepsilon K W^2 + \varepsilon'\lambda F^2 V^2)\,\Delta t\right].$$

La méthode de calcul demeure toujours la même; on part des valeurs connues de Z' et de V à l'instant t, on en déduit Q, puis W au moyen de (5); on se donne une valeur arbitraire de Δt et l'on calcule $\Delta Z'$ au moyen de (6); ceci fournit la valeur de ΔF et l'équation (7) celle de ΔV. On obtient donc le nouvel ensemble de valeurs correspondantes $t + \Delta t$, $Z' + \Delta Z'$, $V + \Delta V$ et le calcul se poursuit ainsi, de proche en proche.

On peut également traiter le cas où n chambres d'équilibre déversantes sont placées en série sur un même canal d'amenée (chambre 1 à l'aval, chambre n à l'amont) : par un raisonnement analogue à celui que nous avons fait dans

l'étude du même problème, en l'absence de déversement ([1]), on aboutit aux $3n$ relations

$$
\begin{aligned}
&(A_1)\quad f_1 W_1 = F_1 V_1 + \mu_1 Z'_1 \sqrt{Z'_1} + Q, &&(B_1)\quad \Delta Z'_1 = V_1\,\Delta t,\\
&(A_2)\quad f_2 W_2 = F_2 V_2 + \mu_2 Z'_2 \sqrt{Z'_2} + f_1 W_1, &&(B_2)\quad \Delta Z'_2 = V_2\,\Delta t,\\
&\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots &&\ldots\ldots\ldots,\\
&(A_n)\quad f_n W_n = F_n V_n + \mu_n Z'_n \sqrt{Z'_n} + f_{n-1} W_{n-1}, &&(B_n)\quad \Delta Z'_n = V_n\,\Delta t,
\end{aligned}
$$

$$
\begin{aligned}
(C_1)\quad \Delta V_1 = \frac{-1}{F_1}\Big\{ V_1\,\Delta F_1 + \Delta Q + \Big[\frac{3}{2}\mu_1 V_1 \sqrt{Z'_1} + \frac{g f_1}{L_1}\big(&H_1 + Z'_1 - H_2 - Z'_2 + \varepsilon_1 K_1 W_1^2\\
&+ \varepsilon'_1 \lambda_1 F_1^2 V_1^2 - \varepsilon'_2 \lambda_2 F_2^2 V_2^2\big)\Big]\Delta t\Big\},
\end{aligned}
$$

$$
\begin{aligned}
(C_2)\quad \Delta V_2 = \frac{-1}{F_2}\Big\{ V_2\,\Delta F_2 + \Big[\frac{3}{2}\mu_2 V_2 \sqrt{Z'_2} - \frac{g f_1}{L_1}\big(&H_1 + Z'_1 - H_2 - Z'_2 + \varepsilon_1 K_1 W_1^2\\
&+ \varepsilon'_1 \lambda_1 F_1^2 V_1^2 - \varepsilon'_2 \lambda_2 F_2^2 V_2^2\big)\\
+ \frac{g f_2}{L_2}\big(H_2 + Z'_2 - H_3 - Z'_3 + \varepsilon_2 K_2 W_2^2 + \varepsilon'_2 \lambda_2 F_2^2 V_2^2 &- \varepsilon'_3 \lambda_3 F_3^2 V_3^2\big)\Big]\Delta t\Big\}.
\end{aligned}
$$

$$\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots$$

$$
\begin{aligned}
(C_n)\quad \Delta V_n = \frac{-1}{F_n}\Big\{ V_n\,\Delta F_n + \Big[\frac{3}{2}\mu_n V_n \sqrt{Z'_n} - \frac{g f_{n-1}}{L_{n-1}}\big(&H_{n-1} + Z'_{n-1} - H_n - Z'_n + \varepsilon_{n-1} K_{n-1} W_{n-1}^2\\
&+ \varepsilon'_{n-1} \lambda_{n-1} F_{n-1}^2 V_{n-1}^2 - \varepsilon'_n \lambda_n F_n^2 V_n^2\big)\\
&+ \frac{g f_n}{L_n}\big(H_n + Z'_n + \varepsilon_n K_n W_n^2 + \varepsilon'_n \lambda_n F_n^2 V_n^2\big)\Big]\Delta t\Big\},
\end{aligned}
$$

qui fournissent la solution du problème, comme nous l'avons vu.

AÉRODYNAMIQUE. — *Une nouvelle soufflerie aérodynamique; diffuseur à paroi mobile.* Note ([1]) de M. **Alexandre Favre**, présentée par M. Joseph Pérès.

Le principe de la paroi mobile ([2]) nous a permis d'obtenir, avec des fluides réels, des mouvements semblables à ceux d'un fluide parfait, en donnant aux parois des vitesses égales à celles du fluide ambiant, afin de supprimer les frottements et les décollements.

Nous l'avons appliqué à la transformation de l'énergie cinétique en pression, dans les diffuseurs. Supprimant ainsi les décollements, on pourra utiliser des diffuseurs ayant de très grands angles d'ouverture et augmenter leur section de sortie, tout en diminuant leur longueur. La récupération de l'énergie cinétique en sera améliorée, et les pertes par frottements diminuées, en raison de la rapide décroissance des vitesses, et même de la réduction éventuelle des surfaces.

Pour faciliter la réalisation du dispositif, nous avons, comme pour l'aile ([1]),

---

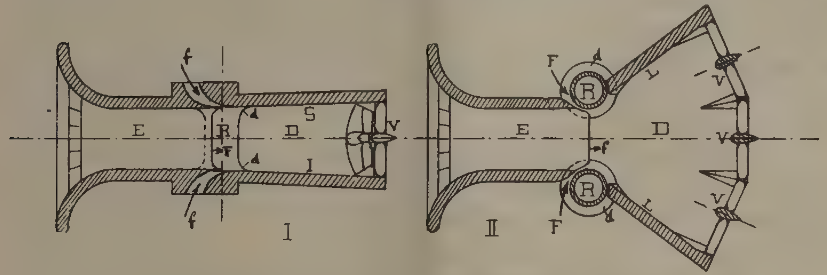
([1]) *Comptes rendus*, **220**, 1945, p. 35.

([1]) Séance du 19 mars 1945.

([2]) *Comptes rendus*, **220**, 1945, p. 386.

concentré en une seule section les principaux risques de décollement, et constitué les parois mobiles par des rotors placés en cette section. Ceci conduit à une section polygonale, avec autant de rotors que de côtés; mais, pour simplifier encore, nous avons étudié tout d'abord une soufflerie aérodynamique comportant seulement deux rotors verticaux; les parois supérieure et inférieure du diffuseur sont fixes, peu divergentes ou légèrement convergentes, et les parois latérales, verticales, font entre elles un angle très ouvert.

La maquette réalisée pour le G. R. A. (voir la figure) a une veine d'expériences guidée E de 20×20cm de section; elle comporte, à l'entrée du diffuseur D, deux cylindres tournants R, verticaux, de 10cm de diamètre, entraînés par des moteurs électriques (montés en banc-balance) jusqu'à la vitesse de 10000 t/min. Deux fentes F sont ménagées en amont des rotors, qui sont suivis en aval par les parois verticales L du diffuseur, faisant entre elles un angle de 90°. Les parois supérieure S et inférieure I sont fixes, leur angle est très faible.



Soufflerie à paroi mobile. I, élévation; II, plan.

La longueur du diffuseur, fixée à 64cm, soit 3,2 fois la largeur de la veine E, est donc réduite par rapport à celles des souffleries classiques.

Trois ventilateurs V sont disposés dans la section de sortie. Des prises de pression permettent de mesurer les dépressions statiques, notamment H dans la veine d'expériences, et h en amont des ventilateurs, et de déterminer la valeur du coefficient de buse $\eta = K \,.\, H/h$, en tenant compte du pourcentage de débit des fentes.

1° Dès les premiers essais le *décollement* a été *supprimé*, en aval des cylindres tournants, sur les parois L ouvrant à 90°. Mais il persistait sur les parois supérieure et inférieure fixes, en raison du fort gradient de pression dû à l'épanouissement horizontal. De plus on constatait l'existence d'importants tourbillons marginaux aux raccords des cylindres avec ces parois. Ces tourbillons libres sont dus au fait que les tourbillons de remplacement liés aux rotors ne peuvent, en raison de la présence des couches-limites sur les parois fixes, se conserver jusqu'au contact de ces parois.

2° Pour éviter ces tourbillons, nous rendons mobile une partie de la paroi, orthogonale à l'axe des cylindres, en fixant sur ceux-ci des disques tournants d,

raccordés progressivement. Les tourbillons liés peuvent alors parvenir intacts jusqu'au contact de cette paroi orthogonale, dépourvue de couche-limite, et s'y terminer comme dans un fluide parfait, sans émission de tourbillons libres.

Après mise au point des jeux et des carénages nous avons vérifié, expérimentalement, que ce procédé permet en effet de *supprimer* les *tourbillons* marginaux.

3° Pour supprimer les décollements sur les parois fixes supérieure et inférieure, nous avons, par approximations successives, diminué leur angle jusqu'à une valeur légèrement négative. De plus nous avons adjoint une fente f à chacune de ces parois, dans la section d'entrée du diffuseur. Les principaux résultats sont les suivants :

a. tous les *décollements* et *tourbillons* marginaux ont été *supprimés*, par mise en mouvement des rotors;

b. le coefficient de buse atteint $\eta \sim 5{,}8$ (avec $H/h = 6{,}3$; $\eta = 0{,}92\, H/h$) valeur élevée par rapport aux coefficients des souffleries classiques;

c. le rapport de la vitesse périphérique des cylindres à la vitesse du courant est de 1,5 à 1,8;

d. la puissance qu'il est nécessaire de transmettre au fluide pour supprimer le décollement, théoriquement nulle, est indécelable.

La puissance consommée pour entretenir la rotation des cylindres (roulements etc.) est faible par rapport à celle des ventilateurs. Il est probable qu'elle sera moindre lors de réalisations à grande échelle, notamment parce que les vitesses de rotation seront moins élevées.

Ce type nouveau de soufflerie, dont la réalisation paraît être suffisamment simplifiée pour les application, a donc permis, dès les premières expériences, de réduire la longueur du diffuseur, et d'obtenir un rendement élevé.

ÉLASTICITÉ ET RÉSISTANCE DES MATÉRIAUX. — *Étude générale du flambement des arcs*. Note (¹) de M. **Robert Lévi**, présentée par M. Albert Caquot.

Le flambement des pièces droites est un phénomène d'équilibre indifférent. Pour les arcs, comme l'énergie ne varie pas linéairement avec les déplacements, le flambement doit être recherché dans un équilibre indifférent, qui forme limite entre des états stables et des états instables.

La situation limite, caractérisée par l'ordonnée $(y + v)$ de la fibre moyenne déformée, est telle que de nouveaux déplacements quelconques $\lambda . z(x)$ infiniment petits fassent passer l'arc à un nouvel état d'équilibre, ou, ce qui revient au même, que l'énergie potentielle W de l'arc et des charges appliquées ait une dérivée seconde nulle par rapport à λ.

(¹) Séance du 22 janvier 1945.

En particulier, nous considérons la déformation nouvelle $\varpi(x)$ qui correspond au redoublement de la poussée Q.

Cette fonction, comme toute fonction z, satisfait aux mêmes conditions aux limites que l'élongation des déformations avant flambement. L'équation des moments s'écrit

$$\frac{\mathrm{EJ}}{\mathrm{Q}}\varpi'' + \varpi + y + v = \mathrm{A} + \mathrm{B}x.$$

Le second membre est une fonction linéaire de x, nulle si l'arc est articulé aux naissances. EJ est le coefficient qui intervient entre moments supplémentaires et courbure supplémentaire.

L'arc, isolé dans l'espace, se raccourcirait, par suite de la réduction de la fibre moyenne, de la quantité LQ, avec

$$\mathrm{L} = \mathrm{K}^2 \int \frac{dx}{\mathrm{ES}\cos\varphi},$$

l'intégrale étant prise sur la longueur de l'arc et K^2, coefficient plus grand que 1, tenant compte de la compressibilité des appuis. Il faudrait aussi qu'il s'allonge par suite du changement de courbure, de TQ, avec

$$\mathrm{T} = -\int (y' + v')\frac{\varpi'}{\mathrm{Q}}dx = \int (y + v)\frac{\varpi''}{\mathrm{Q}}dx.$$

L'équilibre limite est obtenu quand $\mathrm{T} = \mathrm{L}$. Dans le cas contraire le calcul des variations montre que l'on doit prendre $z = \varpi \mathrm{L}/\mathrm{T}$ et qu'on a alors

$$\frac{d^2\mathrm{W}}{d\lambda^2} = \mathrm{Q}^2\left(\mathrm{L} - \frac{\mathrm{L}^2}{\mathrm{T}}\right).$$

Quand T, décroissant, atteint la valeur L, le flambement commence. Quand T est négatif ou nul, l'accroissement de la poussée correspond à une réduction de la déformation, et il n'y a pas de flambement possible. Donc le seul cas limite de flambement est donné par $\mathrm{T} = \mathrm{L}$.

Pour résoudre ces équations, on mettra avantageusement y, v et ϖ sous forme de séries de fonctions. Ces fonctions s ou a, suivant qu'elles sont symétriques (n impair) ou antisymétriques (n pair), seront définies par

$$\frac{\mathrm{EJ}}{\mathrm{P}_n}s''_n + s_n = \mathrm{A}_n + \mathrm{B}_n x$$

et par les conditions aux limites habituelles. Nous pouvons décomposer $y + v$ de la manière suivante

$$\frac{\mathrm{EJ}}{\mathrm{Q}}y'' + y = \mathrm{A}, \qquad y = \Sigma s_n, \qquad v = \Sigma\sigma_n s_n + \Sigma\alpha_n a_n.$$

Les fonctions s ou a possèdent, en effet, la même propriété que les fonctions

sinusoïdales dans la série de Fourier. On trouve facilement

$$(P_m - P_n)\int s'_m s'_n\,dx = \int [s''_m(EJ s''_n - A_n - B_n x) - (EJ s''_m A_m B_m x) s''_n]\,dx = 0.$$

Dès lors la solution du problème est donnée par

$$w = -\sum \frac{Q}{Q+P_n} s_n - \sum \frac{Q}{Q+P_n} a_n,$$

$$\sum \frac{(1-\sigma_n)^2}{Q-P_n}\int s'^2_n\,dx + \sum \frac{\alpha^2}{Q-P_n}\int a'^2_n\,dx = L.$$

Cette dernière équation ne peut être satisfaite que si $Q > P_1$. La valeur limite de Q est d'autant plus basse que les σ_n, autres que σ_1, sont faibles et que les α_n sont plus grands. Le cas pratique le plus propice au flambement est celui où, sauf σ, et α_2, tous les coefficients sont nuls. Il vient alors

$$\frac{\sigma_1^2 . 2\sigma_1}{Q-P_1}\int s'^2_1\,dx - \frac{\alpha_2^2}{P_2-Q}\int a'^2_2\,dx + T_0 = L,$$

T_0 étant la valeur de T quand $w \equiv 0$. Cette fonction décroît de $+\infty$ à $-\infty$ dans l'intervalle de P_1 à P_3, tandis que le second terme tend vers $-\infty$ quand Q tend vers P_2. L'égalité ci-dessus est donc satisfaite dans l'intervalle de P_1 à P_2. Comme T_0 est en général d'un ordre de grandeur supérieur aux autres termes, la solution en Q est de peu inférieure à la plus basse des poussées suivantes :

poussée correspondant à $T_0 = 0$, c'est-à-dire telle qu'une déformation additionnelle ne change pas la longueur développée de l'arc;

poussée P_2, c'est-à-dire première poussée de flambement antisymétrique de la pièce droite ayant mêmes moments d'inertie réduite que l'arc considéré.

Quand ces moments sont constants, l'arc à une ou trois articulations entre dans le premier cas, l'arc encastré ou à deux articulations, dans le second.

Observations sur la Note précédente par M. Albert Caquot.

La réalisation des très grands ouvrages d'art modernes pose des problèmes essentiels de sécurité et d'utilisation optimum des qualités de la matière. C'est ainsi que, pour l'une des formes les plus utiles des éléments porteurs, le calcul des arcs se poursuit par des méthodes de plus en plus précises. A la méthode empirique de Méry s'est substituée la méthode élastique, à la suite des travaux de Bresse, de Jean Résal et de Ritter. La méthode élastique ne tient compte pour les déformations que des termes du 1er ordre. La connaissance des termes du 2^d^ ordre est liée essentiellement à l'étude du flambement.

L'étude ci-dessus de M. Robert Lévi est ainsi d'un haut intérêt. Elle m'avait été communiquée le 29 janvier 1942, mais n'avait pu paraître alors à cause de l'occupation ennemie.

MÉCANIQUE PHYSIQUE. — *La déformation plastique visqueuse des solides.* Note [1] de M. **Robert L'Hermite**, présentée par M. Albert Caquot.

Nous avons donné [2] le compte rendu d'expériences nous montrant que la résistance à la traction d'un solide, essayé à vitesse d'allongement imposée, était une fonction du premier degré du logarithme de la vitesse. D'autre part nous avons vu que l'allongement au maximum du diagramme de déformation paraissait indépendant de la vitesse quand ce diagramme possédait un maximum. Une telle propriété peut s'expliquer si l'on suppose que le solide est formé d'éléments élastiques formant squelette résistant, dans lequel sont imbriqués des éléments liquides visqueux agissant comme tels. L'équation de déformation est

$$\mathrm{E}(1-\alpha)\,\delta+\mathrm{K}\frac{d\delta}{dt}=f,$$

E module d'élasticité, δ allongement, K coefficient de viscosité, f réaction, $(1-\alpha)$ rapport de la section réagissant élastiquement à la section totale.

L'intégrale est

$$\delta=\frac{f}{\mathrm{E}(1-\alpha)}\left[1-\alpha e^{-\frac{\mathrm{E}}{\mathrm{K}}(1-\alpha)t}\right].$$

Pour un solide parfaitement élastique $\alpha=0$, parfaitement plastique $\alpha=1$ et $\delta=f/\mathrm{E}[(\mathrm{E}/\mathrm{K})t+1]$. Appliquons au solide une charge fixée T d'une manière instantanée. La déformation totale est donnée par une intégrale

$$\Delta=\int_0^{\mathrm{T}}\frac{1}{\mathrm{E}(1-\alpha)}\left[1-\alpha e^{-\frac{\mathrm{E}}{\mathrm{K}}(1-\alpha)t}\right]d\mathrm{T};$$

α est une fonction de Δ et K une fonction de T. Au bout d'un temps t_0 la déformation atteint une valeur limite Δ_{R} et $(1-\alpha)$ s'annule. Pour $\mathrm{T}>\mathrm{T}_{\mathrm{R}}$ et pour un temps très grand, on trouve

$$v=\frac{d\Delta}{dt}=\int_{\mathrm{T}_{\mathrm{R}}}^{\mathrm{T}}\frac{1}{\mathrm{K}}\,d\mathrm{T},$$

qui, avec $\mathrm{K}=(1/\mu)e^{-\lambda\mathrm{T}}$, donne

$$\mathrm{T}=\frac{1}{\lambda}\log\left(\frac{\lambda}{\mu}v+e^{\lambda\mathrm{T}}\right).$$

Nous retrouvons, lorsque le premier terme de la parenthèse est grand par rapport au second, l'expression linéaire. Pour qu'il en soit ainsi, il faut que la viscosité soit une fonction exponentielle de la tension.

Un essai, effectué en provoquant un allongement instantané et mesurant la

---

[1] Séance du 12 avril 1944.

[2] *Comptes rendus*, **217**, 1943, p. 871.

chute de réaction correspondante, donne la relaxation. Il s'exprime, pour $\Delta > \Delta_R$, par l'intégrale

$$T = \int_0^{\Delta_R} \frac{E(1-\alpha)}{1-\alpha e^{-\frac{E}{K}(1-\alpha)t}} d\Delta + \int_{\Delta_R}^{\Delta} \frac{E}{1+\frac{E}{K}t} d\Delta,$$

qui, pour t infiniment grand, tend vers $T_l = \int_0^{\Delta} E(1-\alpha)\,d\Delta$. Pour un allongement supérieur à Δ_R, la réaction tend vers une valeur constante. Pour un allongement inférieur à Δ_R et pour t infiniment grand, la réaction tend vers $T_l = \int_0^{\Delta} E(1-\alpha)\,d\Delta$.

Pour un essai de fluage $T < T_R$, nous remarquons que l'allongement tend vers $\Delta_1 = \int_0^{T} \frac{1}{E(1-\alpha)} dT$. Ces deux équations sont équivalentes si l'on prend pour limite des intégrales respectivement Δ_1 et Δ_R. Dans ces conditions, la tension d'équilibre T_1 obtenue après un essai de relaxation sous allongement Δ_1 est égale à la tension qu'il faudrait appliquer dans un essai de fluage pour obtenir un allongement limite Δ_l.

Les essais de fluage et de relaxation permettent le calcul des fonctions α et K.

L'essai de traction à vitesse d'allongement imposée est exprimée par l'intégrale de Volterra

$$T = \int_0^{t} \frac{E(1-\alpha)}{1-\alpha e^{-\frac{E}{K}(1-\alpha)(t-r)}} \frac{d\Delta}{dt} dr$$

et l'essai de traction à vitesse de chargement imposée est donné par l'intégrale

$$\Delta = \int_0^{t} \frac{1-\alpha e^{-\frac{E}{K}(1-\alpha)(t-r)}}{E(1-\alpha)} \frac{dT}{dt} dr,$$

que l'on peut résoudre par approximations successives. En toute rigueur, pour tenir compte du changement de dimensions de l'éprouvette, on doit faire $T = T_0(1+\Delta)$, où T_0 représente la tension rapportée à la section initiale.

MÉCANIQUE ONDULATOIRE. — *La fonction caractéristique quantique et les méthodes d'approximation du genre* champ self consistent. Note [1] de M. **Edmond Arnous**.

Nous avons montré [2], sur un problème classique, celui de la théorie des perturbations, comment il fallait utiliser la fonction caractéristique

---

[1] Séance 12 mars 1945.

[2] *Comptes rendus*, 220, 1945, p. 348.

quantique dans l'étude des méthodes d'approximation. Il est maintenant aisé de traiter, de la même façon, le cas plus général, et d'ailleurs plus simple, des méthodes du genre *champ self consistent*; nous voulons parler des méthodes qui, d'une façon ou d'une autre, permettent de déterminer un système complet de fonctions *orthogonales*, voisines des fonctions propres du problème.

Voici ce que nous allons faire : nous allons exprimer la fonction caractéristique quantique à l'aide des éléments $H_{mn}=(\psi_m, H\psi_n)$ de la matrice énergie. Puis nous classerons les termes suivant leur ordre de grandeur, c'est-à-dire, ici, suivant leur degré par rapport à l'ensemble des éléments H_{mn} *non diagonaux*. Il nous restera alors, pour conclure, à identifier l'expression obtenue avec l'expression (1) de la Note précédente, que nous rappelons,

$$(1)\qquad K(u)=\sum_m e^{iuE_m^{(0)}}\Big\{[p_m^{(0)}]+[iup_m^{(0)}E_m^{(1)}+p_m^{(1)}] + \Big[-\frac{u^2}{2}p_m^{(0)}E_m^{(1)2}+iu(p_m^{(0)}E_m^{(2)}+p_m^{(1)}E_m^{(1)})+p_m^{(2)}\Big]+\ldots\Big\}.$$

Partons de l'expression quantique $(\Psi, \exp.\, iuH\,\Psi)$ de la fonction caractéristique, substituons le développement $\Sigma_m c_m\psi_m$ de Ψ et développons l'exponentielle. Nous obtenons

$$K(u)=\sum_{m,n} c_m^\star c_n\Big(\psi_m, \sum_\nu \frac{(iu)^\nu}{\nu!}H^\nu\psi_n\Big).$$

L'orthogonalité des ψ nous permet d'écrire

$$(\psi_m, H^\nu\psi_n)=\sum_{pq\ldots s} H_{mp}H_{pq}\ldots H_{sn},$$

c'est-à-dire, en groupant les termes par ordre de grandeur,

$$H_{mm}^\nu\,\delta_{mn}+\sum_{\substack{\lambda\\ n\neq m}} H_{mm}^\lambda H_{mn} H_{nn}^{\nu-\lambda-1}+\sum_{\substack{\lambda\mu\\ m\neq p\neq n}} H_{mm}^\lambda H_{mp} H_{pp}^\mu H_{pn} H_{nn}^{\nu-\lambda-\mu-2}+\ldots.$$

Il reste maintenant une petite difficulté, le calcul de la dernière somme. Mais nous l'avons résolue dans la Note précédente, de sorte que nous trouvons tout de suite

$$K(u)=\sum_m e^{iuH_{mm}}\Big\{|c_m|^2+\sum_{n\neq m}\frac{c_m^\star c_n H_{mn}+c_m c_n^\star H_{mn}^\star}{H_{mm}-H_{nn}}+iu\sum_{n\neq m}\frac{|c_m|^2\,|H_{mn}|^2}{H_{mm}-H_{nn}} +\sum_{n\neq m}\frac{(|c_n|^2-|c_m|^2)\,|H_{mn}|^2}{(H_{mm}-H_{nn})^2} +\sum_{\substack{np\\ (m\neq n\neq p\neq m)}}\frac{c_m^\star c_p H_{mn}H_{np}+c_p^\star c_n H_{pm}H_{mn}+c_n^\star c_m H_{np}H_{pm}}{(H_{mm}-H_{nn})(H_{mm}-H_{pp})}+\ldots\Big\}.$$

Comparons avec la formule (1) et identifions terme à terme. Nous trouvons finalement les résultats cherchés

$$E_m^{(0)} = H_{mm}, \qquad E_m^{(1)} = 0,$$
$$E_m^{(2)} = \sum_{n \neq m} \frac{|H_{mn}|^2}{H_{mm} - H_{nn}}.$$

L'énergie de première approximation est H_{mm}. *La correction du premier ordre est nulle.* C'est là une remarque que Moller et Plesset ([3]) avaient faite à propos des champs de Hartree et Fock. Nous voyons qu'elle est très générale. Elle reste d'ailleurs valable si les ψ ne sont plus orthogonaux (méthodes du genre Heitler London), à la condition toutefois que le défaut d'orthogonalité soit faible.

Si maintenant la matrice H se décompose en une matrice diagonale E et une matrice de perturbation V, nous retrouvons exactement les formules de la Note précédente. Dans ce cas la petitesse de V_{mm} entraîne une redistribution des termes entre $E_m^{(0)}$, $E_m^{(1)}$ et $E_m^{(2)}$; le second terme V_{mm} de $H_{mm} = E_m + V_{mm}$ est attribué, non à $E_m^{(0)}$, mais à $E_m^{(1)}$. L'utilisation de la fonction caractéristique quantique, on le voit, permet de bien mettre en relief quelques-unes des ressemblances et des différences entre la méthode des perturbations et les autres méthodes d'approximation.

ASTRONOMIE. — *Sur la réfraction latérale dans la détermination de l'heure à l'Observatoire de Paris.* Note de M. **Nicolas Stoyko**, présentée par M. Ernest Esclangon.

La détermination astronomique de l'heure à l'Observatoire de Paris se fait depuis le 1er janvier 1934 à l'aide de deux lunettes méridiennes : 1° Bouty (b') (ouverture 102mm, distance focale 123cm); 2° Gautier n° 381 (g) (ouverture 75mm, distance focale 84cm).

Ces deux lunettes sont munies de micromètres impersonnels avec entraînement automatique du fil mobile par un moteur. On détermine l'inclinaison de l'axe de la lunette en utilisant, pour b', un bain de mercure et, pour g, un niveau à bulle. On fait le retournement au milieu de l'observation de chaque étoile. On observe ordinairement 10 étoiles zénithales distribuées régulièrement des deux côtés du zénith.

La comparaison de 2793 séries de détermination de l'heure faites aux deux lunettes (1339 à b' et 1454 à g) pendant les 11 années nous a donné les différences moyennes mensuelles suivantes :

([3]) *Phys. Rev.*, **46**, 1934, p. 618.

Janv...		0s, 000	Mai....	+	0s, 016	Sept...	+	0s, 003
Févr..	—	11	Juin...	+	09	Oct....	—	06
Mars..	—	10	Juill...	+	10	Nov...	—	12
Avril..	+	15	Août..	+	05	Déc...	—	17

entre les corrections de pendule dans le sens $g - b'$.

On remarque une variation saisonnière très nette entre les déterminations de l'heure aux deux instruments. Les corrections de l'heure à la lunette g sont plus fortes pendant le semestre d'été et plus faibles pendant le semestre d'hiver que celles de b'.

L'écart moyen mensuel des résultats d'une année est égal à $0^s,014.0$. Si cet écart moyen provenait seulement des erreurs accidentelles, les moyennes mensuelles de 11 années devraient donner l'écart moyen, égal à $0^s,004.2$. D'après le tableau ci-dessus on trouve l'écart moyen égal à $0^s,009.5$. Donc il existe une véritable variation saisonnière entre les résultats de détermination de l'heure aux deux instruments. Cette variation saisonnière pourrait être expliquée par la réfraction anormale due à la présence des bâtiments de l'Observatoire autour des pavillons d'observation.

Le bâtiment principal de l'Observatoire, dont la hauteur avec la coupole *Est* est de 30^m au-dessus du niveau du sol, étant chauffé pendant les longues journées d'été par le Soleil, peut influencer une distribution régulière de l'air aux alentours. Comme conséquence, cela peut produire des réfractions anormales qui influenceront les résultats des observations astronomiques.

De deux instruments qui servent pour la détermination astronomique de l'heure, la lunette Bouty est mieux dégagée au point de vue de l'influence du bâtiment principal. Seulement l'observation des étoiles circompolaires pourrait être troublée par la réfraction latérale; l'observation des étoiles circomzénithales, qu'on utilise pour la détermination de l'heure, est affranchie de cette influence.

La lunette Gautier se trouve 18^m à l'*Est* et 7^m au *Sud* du bâtiment principal. De plus les bureaux du service méridien et l'ancienne salle méridienne entourent le pavillon de la lunette à 11^m à l'*Ouest* et 6^m au *Nord* respectivement. Tous ces bâtiments peuvent produire, après de longues journées d'été, l'échauffement de l'air environnant. On aura une diminution de la densité de l'air autour du pavillon d'observation. Le plan de séparation de cet air, chauffé avec le reste de l'atmosphère, sera incliné dans la direction *Ouest-Est*, étant donné la configuration des bâtiments environnants.

La correction de la pendule, déterminée par l'observation, sera augmentée, d'après la formule de la réfraction latérale ([1]) de

$$\Delta_1 T = 1,6 \frac{a}{15(273^\circ + t_0)} \frac{H}{d} (t_2 - t_1) = 0^s,023.5 \frac{H}{d} (t_2 - t_1),$$

([1]) N. STOYKO, *Annales du Bureau des Longitudes*, **10**, 1933, D., p. 101.

où 1,6 est une constante pour la latitude de Paris, a la constante de la réfraction, t_0 la température moyenne, H la hauteur de la couche troublée au-dessus de la lunette, t_2 et t_1 les températures de deux lieux à l'*Ouest* et à l'*Est* de la lunette, dont la distance mutuelle est de d mètres.

Soient la distance $d = 30^{m}$ et la hauteur $H = 42^{m}$, qui est une valeur compatible avec la hauteur du bâtiment principal. Il suffit que dans ce cas la variation maximum de la différence de température $t_2 - t_1$ soit égale à 1° pour expliquer l'amplitude saisonnière de $0^{s},033$ dans la correction de la pendule.

ASTRONOMIE STELLAIRE. — *Répartition des masses dans un amas globulaire d'étoiles.* Note de M. **Victor Maitre**, présentée par M. Ernest Esclangon.

Si l'on admet que les amas globulaires présentent une symétrie sphérique et que la masse μ d'une étoile dépend de sa distance ρ au centre de l'amas, on peut déterminer la variation de μ en fonction de ρ. Cette détermination a son importance pour l'étude dynamique des amas.

Soient o le centre de l'amas, oz un axe dirigé vers l'observateur, r la projection de ρ sur le plan tangent à la sphère céleste ($r^2 = \rho^2 - z^2$) et R le rayon de l'amas. On admet de plus que la densité stellaire D est aussi une fonction de ρ, ce qui est conforme à l'observation. Soit un élément de volume compris entre deux cylindres de révolution d'axe oz et respectivement de rayon r et $r + dr$, la valeur moyenne $\overline{\mu}(r)$ pour toutes les étoiles contenues dans cet élément de volume peut être donnée par l'équation

$$\overline{\mu}(r) = \frac{\int_0^{\sqrt{R^2 - r^2}} \mu(\rho)\, D(\rho)\, dz}{\int_0^{\sqrt{R^2 - r^2}} D(\rho)\, dz},$$

La masse μ d'une étoile peut être calculée par la relation d'Eddington si l'on connaît l'indice de couleur et la magnitude absolue (¹); on peut ainsi avoir $\overline{\mu}(r)$. $D(\rho)$ peut être déterminée en partant de $D(r)$ par certains procédés, donnés par von Zeipel, H. C. Plummer, Parvulesco, Wallenquist (²). L'équation précédente permet alors de déterminer $\mu(\rho)$, par exemple, par un calcul numérique de proche en proche, puisque sur le bord de l'amas on a $\overline{\mu}(r) = \mu(\rho)$. On peut traiter de la même façon tout autre attribut des étoiles comme les indices de couleur et les magnitudes absolues, celles-ci pouvant être considérées comme égales aux magnitudes apparentes à une constante près.

Cette méthode a été appliquée à deux amas d'étoiles : 1° Messier 4

(¹) V. Maitre, *Journ. des Obs.*, **26**, 1943, p. 1.

(²) *Ann. Obs. Paris* (Mémoires), **25**, 1908, F; *Mont. Not.*, (5), **71**, 1911, p. 460; *Bull. Astr.*, **5**, 1925, p. 5; *Ann. Bosscha*, (4), **5**, 1933, p. 47.

(N. G. C. 6121). Greenstein a déterminé les indices de couleur c et les magnitudes apparentes m de 660 étoiles ([3]). Le calcul des moyennes de c et m en fonction de r montre que ces quantités ne varient pas d'une façon appréciable et systématique. On peut donc en conclure que les masses ne varient pas en fonction de ρ et que, pour une valeur donnée quelconque de ρ, les masses sont uniformément réparties; 2° Messier 37 (N. G. C. 2099). Von Zeipel et Lindgren ont déterminé les indices de couleur et magnitudes de 1869 étoiles ([4]). On a calculé la masse moyenne en fonction de r pour 15 régions concentriques de l'amas, on a utilisé le calcul de D(ρ) de Wallenquist ([5]). On a le résultat suivant (la masse du Soleil est prise pour unité, N est le nombre d'étoiles) :

ρ.	$\mu(\rho)$.	N.	ρ.	$\mu(\rho)$.	N.	ρ.	$\mu(\rho)$.	N.
0,5.....	1,72	64	5,5.....	1,41	120	10,5....	1,19	134
1,5.....	1,63	126	6,5.....	1,35	122	11,5....	1,13	140
2,5.....	1,49	122	7,5.....	1,31	98	12,5....	1,19	134
3,5.....	1,39	133	8,5.....	1,27	144	13,5....	1,22	133
4,5.....	1,39	137	9,5.....	1,22	141	14,5....	1,32	117

Les masses moyennes ne varient pas dans de grandes proportions; les plus fortes se trouvent au centre comme on pouvait s'y attendre. Il faut remarquer entre autres causes d'erreurs celle provenant des étoiles qui ne font pas partie physiquement de l'amas; c'est probablement à cela qu'est due la croissance de la masse moyenne sur le bord de l'amas.

ASTRONOMIE. — *Le zéro de la relation période-luminosité et la constante d'absorption dans l'espace interstellaire.* Note de M. **Henri Mineur**, présentée par M. Gaston Fayet.

1. Le zéro de la relation période-luminosité et la constante d'absorption dans l'espace interstellaire ont une importance primordiale pour la connaissance des dimensions de la Galaxie et des distances des nébuleuses extragalactiques. Leurs déterminations sont liées.

J'ai adopté comme zéro provisoire, c'est-à-dire comme magnitude absolue photographique des Céphéides de très courte période $M_0 = +0,32$, et comme absorption photographique provisoire sur un parcours de 1000 parsecs dans le plan galactique $a = +0,70$. Je désigne par $M_0 + \Delta$ et $a + \delta$ les vraies valeurs de ces constantes. Δ et δ sont deux corrections à déterminer.

Je suppose la matière absorbante répartie suivant une loi de Gauss en z, distance au plan galactique, et j'adopte pour absorption subie par un rayon

([3]) *Aph. J.*, 90, 1939, p. 387.
([4]) *Kungl. Svenska Vet. Handlingar*, 61, xv, 1921.
([5]) *Ann. Bosscha*, (4), 5, 1933, p. 55.

venant du pôle galactique 0,22 pour le pôle Nord et 0,28 pour le pôle Sud; ces valeurs sont déduites des dénombrements de nébuleuses extragalactiques.

Soient r la distance d'une Céphéide évaluée au moyen de sa magnitude apparente, et en adoptant les valeurs M_0 et a des constantes précédentes, et r' sa distance vraie. On a, en première approximation, pour les astres voisins du plan galactique,

$$r' = \lambda r + \mu r^2,$$

$$\text{où } \Delta = -5 \log \lambda, \qquad \delta = -5 . 0{,}434 \frac{\mu}{\lambda^2} - a \frac{\lambda - 1}{\lambda}.$$

Pour un astre éloigné du plan galactique, on remplace dans la formule précédente μ par zéro.

2. La cote moyenne $\overline{z'}$ des Céphéides situées à une distance r a une valeur z'_0 indépendante de r; de même la dispersion σ' des z' a une valeur de σ'_0 indépendante de r. Il en résulte que, si les corrections Δ et δ ne sont pas nulles, la cote moyenne $\overline{z}$ et la dispersion σ, calculées au moyen des constantes provisoires M_0 et a, sont fonctions linéaires de r,

$$z = \frac{z'_0}{\lambda}\left[1 - \frac{\mu}{\lambda} r\right], \qquad \sigma = \frac{\sigma'_0}{\lambda}\left[1 - \frac{\mu}{\lambda} r\right].$$

L'étude des 274 Céphéides actuellement connues montre qu'il en est bien ainsi et conduit à adopter

$$\frac{\mu}{\lambda} = -0{,}38 \pm 0{,}06,$$

3. Dans les hypothèses précédentes, la vitesse radiale ρ des Céphéides situées dans la direction de cosinus α_1, β_1, γ_1 est

$$\rho = X_0\alpha_1 + Y_0\beta_1 + z_0\gamma_1 + 2A_1\lambda r\alpha_1\beta_1 + A_2\lambda r(\beta_1^2 - \alpha_1^2) + 2A_1\mu r^2\alpha_1\beta_1 + A_2\mu r^2(\beta_1^2 - \alpha_1^2).$$

X_0, Y_0, Z_0 représentent les composantes de la translation des Céphéides par rapport au Soleil et

$$A_1 = A \cos 2 l_0, \qquad A_2 = A \sin 2 l_0,$$

où A est la constante de rotation différentielle et l_0 la longitude du centre galactique.

La représentation par cette formule des 142 vitesses radiales de Céphéides actuellement connues donne pour l'apex

$$\alpha = 17^h 36^m, \qquad \delta = +30^o, \qquad S = 30{,}2 \text{ km/sec}^{-1},$$

et 14,8 km/sec^{-1} pour dispersion des vitesses radiales résiduelles, puis, en adoptant $A = +0{,}015$ km/sec^{-1} parsec^{-1},

$$l_0 = 330^o{,}6 \pm 7^o{,}3, \qquad \lambda = 1{,}90 \pm 0{,}20, \qquad \mu = -0{,}49 \pm 0{,}06.$$

4. Dans les mêmes hypothèses les mouvements propres en longitude et en

latitude sont représentés par

$$4,74\mu_l \cos b = \frac{X_0}{\lambda}\frac{\alpha_2}{r} + \frac{Y_0}{\lambda}\frac{\beta_2}{r},$$

$$4,74\mu_b = \frac{X_0}{\lambda}\frac{\alpha_3}{r} + \frac{Y_0}{\lambda}\frac{\beta_3}{r} + \frac{Z_0}{\lambda}\frac{\gamma_3}{r},$$

où α_2, β_2, α_3, β_3, γ_3 sont les cosinus de la tangente au cercle de latitude et au méridien de la Céphéide. L'application de ces formules aux Céphéides de mouvements propres connus donne

$$\lambda = 2,57 \pm 0,40.$$

5. La même méthode, appliquée aux RR. Lyræ, donne pour apex de ces astres

$$\alpha = 19^h 18^m, \qquad \delta = +41°5, \qquad S = 144 \text{ km/sec}^{-1},$$

89,7 km/sec^{-1} pour dispersion des vitesses radiales résiduelles et

$$\lambda = 1,34 \pm 0,17.$$

6. Les moyennes pondérées des résultats précédents conduisent à

$$\lambda = 1,62 \pm 0,10, \qquad \mu = -0,64 \pm 0,05.$$

D'après cela le zéro de la relation période-luminosité est — 0,73 ± 0,06 et la constante d'absorption 0,96 ± 0,09.

La cote du Soleil au-dessus du plan moyen des Céphéides est 25 ± 5 parsecs, et la dispersion de ces astres en distance à ce plan 71 ± 6 parsecs.

CHALEUR. — *Les phénomènes de convection dont sont le siège les thermomètres à mercure.* Note ([1]) de M. **Pierre Vernotte**, présentée par M. Aimé Cotton.

Les conditions dans lesquelles se font les échanges de chaleur avec les thermomètres interviennent fréquemment dans leur utilisation ; et d'autre part, comme on le sait depuis longtemps, ils sont par nature spécialement adaptés à être eux-mêmes le corps dont on étudie la convection ou le rayonnement. D'où l'intérêt de l'étude des thermomètres faite de ce point de vue.

Le réservoir du thermomètre, en même temps qu'il est l'organe sensible à la température est aussi un calorimètre, et, après d'autres, nous l'avons déjà utilisé comme tel ([2]).

Mais une cause d'erreur fort grave est possible : la température de la tige pouvant être différente de celle du réservoir, la tige empêche le réservoir de se comporter comme un calorimètre isolé, la déperdition par la tige pouvant être normalement très grande à cause, à la fois, de la grande section de cette tige,

---

([1]) Séance du 4 décembre 1944.

([2]) *Comptes rendus*, **198**, 1934, p. 57.

et de sa conductibilité, trop importante pour un isolant (seuls les très gros réservoirs munis d'une tige fine seraient à l'abri de la cause d'erreur, mais on n'utilise guère aujourd'hui de thermomètres ainsi réalisés). D'où la première condition pour l'expérimentation sur les thermomètres à mercure, de maintenir un temps suffisant tige et réservoir à la même température ([2]). Au commencement, à tout le moins, du phénomène thermique que l'on voudra étudier, il n'y aura pas fuite du réservoir vers la tige ou inversement.

Pour poursuivre la discussion, il faut remarquer que les verres et le mercure, dans les conditions ordinaires de température, ont la même capacité calorifique par unité de volume : 0,46 c.g.s. pour le mercure, 0,47 pour les verres, de sorte que les capacités calorifiques, par unité de longueur, d'une tige de verre et d'une tige de mercure, de mêmes diamètres, sont sensiblement identiques. Donc, à moins que ces tiges n'aient un contact thermique extraordinairement parfait avec le milieu où elles sont plongées, auquel cas la différence de leur conductibilité radiale interviendrait, et l'effet serait d'ailleurs atténué par la couche de verre qui enveloppe le mercure, elles suivront une loi de température, imposée, avec la même vitesse; et par suite le mercure du réservoir aurait à tout moment sensiblement la même température que le verre de la tige, qui ne troublerait donc pas son rôle de calorimètre. Donc, en principe, il ne faut expérimenter que sur des thermomètres formant avec leur réservoir un ensemble aussi cylindrique que possible ([2]).

Si l'on veut déterminer avec quelle inertie le thermomètre suit la température d'un bloc métallique dans le canal cylindre duquel il est plongé, on chauffera donc le réservoir et une partie notable de la tige dans une enceinte isotherme E, après quoi on introduira rapidement le thermomètre dans le bloc à la température ordinaire. Sa température baisse rapidement. On en suit la chute au chronomètre à aiguille dédoublante. Le phénomène est bien déterminé et facile à mettre en équation, malgré la capacité calorifique limitée du bloc et la présence de la tige, parce que, comme on l'a expliqué, tige et réservoir se refroidissent selon la même loi de temps. La théorie montre que l'écart entre la température du réservoir et la température finale du bloc est une fonction exponentielle du temps, dont on détermine la constante de temps τ en portant sur un graphique le logarithme des écarts de température. Avec un thermomètre de tige de diamètre 6^{mm}, logé dans un canal de diamètre $6^{mm},2$, nous avons trouvé $\tau = 26,5$ sec. C'est le chiffre qui correspondrait à un passage de la chaleur par conduction pure à travers la mince couche d'air qui isole le thermomètre; la convection n'intervient pas, le coefficient d'échange est constant, et c'est pourquoi le graphique, bien rectiligne, donnait une valeur de τ bien déterminée.

Nous avons étudié la convection de ce même thermomètre dans l'air, par le calcul indiqué *in fine* dans une Note précédente ([3]), le thermomètre, réservoir

([3]) *Ibid.*, **220**, 1945, p. 354.

et tige, ayant été préalablement chauffé au-dessus de la température ambiante. La loi de la convection naturelle ([4]) a été correctement vérifiée.

Les coefficients a et b de la formule $(a + bV^{1/6})$ ont été déterminés, ce qui permet le calcul de la constante de temps des échanges thermiques avec l'air pour toutes les valeurs de l'écart de température V : on peut d'après cela calculer l'effet d'inertie lorsque la température de l'air est variable.

Il résulterait de la valeur trouvée pour a que la surface du réservoir (mince couche de verre sur du mercure) a un pouvoir émissif, assez mal déterminé par ces expériences, de l'ordre de 0,2, chiffre plausible.

Un thermomètre dont le réservoir avait 6^{mm} de diamètre tandis que la tige avait 9^{mm}, a été aussi étudié. L'étude n'est possible que si les échauffements sont petits, de telle sorte que le refroidissement observable soit vite terminé peu après la sortie de l'enceinte, afin que les échanges réservoir-tige aient peu à intervenir : et en effet le graphique a été alors correct, mais les choses étaient toutes changées si le refroidissement durait longtemps, ce qui justifie les réserves faites plus haut.

THERMODYNAMIQUE. — *La similitude thermodynamique des turbomachines.* Note ([1]) de M. **Paul Chambadal**, présentée par M. Albert Caquot.

Conformément aux conceptions actuelles des turbomachines, les fonctionnements de celles-ci sont considérés comme semblables lorsqu'ils satisfont aux conditions des similitudes géométrique, dynamique et (si le fluide est compressible) aérodynamique. La première de ces conditions exprime la similitude de forme; la deuxième, qui se traduit par l'égalité des nombres de Reynolds R_e, exprime l'égalité des rapports entre les forces de viscosité et celles d'inertie; enfin la troisième, symbolisée par l'égalité des nombres de Mach M, fait intervenir l'effet de la compressibilité du fluide. C'est à ces trois conditions qu'on cherche à satisfaire en particulier, lorsqu'on procède à des essais sur maquettes, essais qui sont souvent réalisés en modifiant non seulement l'échelle des appareils, mais aussi la nature du fluide (par exemple, en remplaçant la vapeur d'eau par de l'air atmosphérique).

Ces trois conditions sont pourtant insuffisantes si l'on cherche à réaliser une similitude complète entre les fonctionnements des appareils considérés; elles ne pourraient suffire que dans le cas idéal où les transformations réalisées seraient réversibles et, par conséquent (les échanges de chaleur avec le milieu ambiant pouvant être négligés), isentropiques. Comme les transformations réelles sont irréversibles, elles sont accompagnées d'un accroissement d'entropie qui modifie la loi de la variation de l'état du fluide et exerce une influence sur

---

([4]) *Ibid.*, 219, 1944, p. 675.

([1]) Séance du 12 février 1945.

le rendement de la transformation, ce rendement étant défini par la comparaison entre l'énergie mécanique développée ou dépensée en réalité et celle qui correspondrait à une transformation réversible et isentropique.

On peut admettre, sans nuire à la généralité du raisonnement, que l'évolution du fluide dans une turbomachine soit polytropique, c'est-à-dire qu'elle s'exprime par la loi $pv^\alpha = \text{const.}$, p et v étant la pression et le volume spécifique du fluide et α un coefficient constant. Or une transformation polytropique réalisée avec un rendement ρ peut être considérée comme la succession d'un nombre infini de transformations élémentaires réalisées toutes avec le même rendement ρ_2. D'autre part, si le fluide peut être, avec une approximation suffisante, assimilé à un gaz parfait, on a $\rho = f(\rho_2, T_2/T_1)$, où T_1 est la température initiale (absolue) du fluide et T_2 la température qu'il aurait à la fin d'une transformation isentropique effectuée en partant du même état initial et aboutissant à la même pression finale que la transformation réelle. Il en résulte que, pour une valeur donnée de ρ_p (par exemple, pour une valeur donnée du rendement d'étage dans le cas d'une turbomachine comportant un grand nombre de cellules), ρ varie avec le rapport T_2/T_1, de sorte que la constance de ce rapport doit être ajoutée aux trois conditions précédentes pour que la similitude entre les fonctionnements de deux turbomachines soit complète. Le rapport T_2/T_1, qui fait intervenir l'effet de l'irréversibilité de la transformation, peut être utilisé comme paramètre de la similitude thermodynamique; contrairement au nombre de Mach, ce paramètre ne dépend pas du rapport $\gamma = c_p/c_v$ et s'applique, par conséquent, à tous les gaz, qu'ils soient mono- ou polyatomiques. Le paramètre de la similitude thermodynamique, qui vient ainsi s'ajouter aux nombres R_e et M, est inférieur ou supérieur à l'unité, suivant que le fluide se détend dans la turbomachine ou est comprimé dans celle-ci; son introduction dans l'étude des turbomachines permet d'éviter l'usage du rendement *polytropique*, qui ne tient compte que d'une partie des imperfections de la machine et n'offre pas pour l'appréciation de celle-ci une base fixe telle que la transformation réversible et isentropique.

ÉLECTROTECHNIQUE. — *Remarques sur la théorie des réseaux électriques polyphasés symétriques*. Note de M. **François Raymond**.

On a coutume d'étudier les réseaux électriques polyphasés en fonction du système de courants qu'on leur fait débiter; il semble plus rationnel d'étudier les propriétés de ces réseaux en fonction de leur structure, définie elle-même par une matrice.

Soit un réseau possédant $n+1$ bornes débitant les courants x_i $\left(\text{la } n+1^{\text{ième}}\text{, prise comme référence, débite } -\sum_1^n x\right)$ sous les différences de potentiel u_i

mesurées par rapport à la $n+1^{\text{ième}}$ borne. On peut écrire

(1) $$u_i = z_{ij} x_j \quad \text{(sommation sur } j\text{)}.$$

Le réseau est caractérisé par la matrice formée des z_{ij}. On suppose, ce faisant, que u et x sont de même variance : ceci est possible, car il existe une commune mesure entre eux et il est possible de définir une métrique dans l'espace où ces grandeurs seraient les composantes de deux vecteurs U et X, métrique liée à la notion d'énergie [on sait, pour des oscillations harmoniques, qu'on considère l'énergie complexe $\Sigma u_i x_i^*$, x_i^* = conjuguée de x_i et l'espace dans lequel on se représente l'opération (1) est l'espace complexe de la géométrie unitaire].

Nous avons montré comment les coordonnées symétriques de Fortescue se rattachent aux changements de coordonnées de la géométrie unitaire [1]. La présente Note procède d'une idée analogue.

La matrice (z_{ij}) d'un réseau polyphasé symétrique est telle que chaque ligne ou colonne se déduit de ses voisines par une permutation circulaire. On en déduit facilement que la réduite de Jordan est une forme diagonale et le problème d'électrotechnique consiste maintenant à calculer les valeurs propres de cette matrice. Nous reportant à la Note citée en référence, on voit que ces valeurs propres sont précisément les impédances cycliques définies par les électrotechniciens. Le changement de variables correspondant est défini par la matrice suivante, que nous appellerons *matrice de Fostescue* [1],

(2) $$C = \frac{1}{\sqrt{n}}(\alpha_i^\mu), \qquad \alpha_i^\mu = a^{-(i-1)(\mu-1)},$$

a étant la racine $n^{\text{ième}}$ de l'unité. On notera que cette matrice est indépendante des valeurs des termes de (z_{ij}).

Considérons maintenant un réseau linéaire, à liaisons holonomes indépendantes du temps; on sait que, dans ces conditions,

(3) $$z_{ij} = z_{ji}.$$

Si λ_k sont les valeurs propres de (z_{ij}), en adoptant la convention des électrotechniciens selon laquelle $k = 0, 1, \ldots, n-1$, on a

(4) $$\lambda_k = z_{11} + z_{12} a^{-k} + \ldots + z_{1n} a^{-(n-1)k},$$

avec l'hypothèse (3) on a

(5) $$\lambda_k = \lambda_{n-k}.$$

Dans ces conditions il y a $n/2 - 1$ valeurs propres doubles si n est pair, $(n-1)/2$ si n est impair; il en résulte que les vecteurs propres correspondants sont indéterminés : la matrice de Fortescue est donc une des matrices que l'on

---

[1] *Comptes rendus*, **218**, 1944, pp. 113-115.

peut prendre. Sa conjuguée convient également comme nous allons le montrer. On observe en effet, que la ligne de rang $n-k$ de la matrice C est formée des termes conjugués de la ligne k et en prenant $C^\star$ on ne fait que permuter deux à deux les lignes de rangs k et $n-k$, ce qui est possible à condition de permuter les valeurs propres correspondantes. D'après (5) ces dernières permutations s'appliquant à des valeurs propres doubles, l'opération indiquée montre donc que $C^\star$ est une autre des matrices de transformation convenant à notre problème.

La forme la plus générale de la matrice de transformation est donc

$$D = mC + nC^\star, \tag{6}$$

m et n étant deux constantes arbitraires, choisies néanmoins de façon que D soit normée.

Si l'on fait $m=1$, $n=\pm\sqrt{-1}$, au facteur $(1\pm\sqrt{-1})/2$ près on trouve pour D la matrice à termes réels que nous avons mise en évidence dans une Note précédente ([2]), dans le cas $n=3$.

Parmi les matrices du type D il n'existe donc qu'une matrice à termes réels, à la fois orthogonale au sens euclidien et orthogonale au sens de la géométrie unitaire.

Il en résulte qu'il n'existe qu'une seule transformation conservant la puissance complexe et la puissance fluctuante.

Ces considérations sont susceptibles d'applications pratiques ([3]).

PHOTOMÉTRIE PHOTOGRAPHIQUE. — *Sur l'origine des erreurs locales et les inégalités d'épaisseur des couches sensibles : étude photométrique, interférentielle et microscopique.* Note de M. **Gérard de Vaucouleurs**, présentée par M. Charles Fabry.

1. Les inégalités de noircissement (erreurs locales) d'une plaque photographique exposée à un éclairement uniforme ont des causes multiples ([1]). La plus généralement admise parmi les théories que leur origine a suscitées, s'appuie sur les deux hypothèses suivantes :

1° les défauts de planéité de la surface du support occasionnent, lors du couchage, des inégalités corrélatives dans l'épaisseur de l'émulsion supposée s'étaler horizontalement;

2° les inégalités d'épaisseur de la couche sensible sont responsables des variations du noircissement, celui-ci devant être plus grand dans les régions de plus grande épaisseur correspondant aux dépressions de la surface du support.

([2]) *Comptes rendus*, 219, 1944, p. 121.

([3]) Brevet français n° 495.520

([1]) *Science et Industr. photographique*, 14, II, 1943, pp. 152-155.

Cette théorie, d'après laquelle les erreurs locales seraient ainsi des « erreurs d'épaisseur de couche » (*Schichtdickenfehler*), principalement défendue par Eberhard, n'avait jamais fait l'objet que de vérifications très détournées (*loc. cit.*, p. 153) : une preuve cruciale directe lui manquait. Or les expériences suivantes, entreprises en vue de lui apporter cette preuve, établissent au contraire de façon décisive qu'elle est inacceptable et ne peut rendre compte des erreurs locales dans la plus grande partie du domaine des densités usuelles en photométrie photographique.

2. L'étude photométrique, avec un microphotomètre de Chalonge, de plaques 6,5 × 9 exposées à un éclairement uniforme derrière un cache métallique percé de 48 trous de 5^{mm}, régulièrement espacés de centimètre en centimètre, a permis de tracer, pour chacune d'elles, deux familles de courbes : (I) les courbes équidenses du fond, (II) les équidenses des plages (voile déduit) (*loc. cit.*, p. 201).

3. L'étude interférentielle des inégalités d'épaisseur de la couche sensible et des défauts de planéité du support *sur les mêmes plaques* a été faite photographiquement par le dispositif classique d'observation des franges d'égale épaisseur en lumière parallèle avec la radiation verte d'une lampe Philips à vapeur de mercure Philora HP 500 isolée par un filtre Wratten n° 74. Les franges se produisaient, dans le premier cas, par interférence des rayons réfléchis par les surfaces gélatine-air et gélatine-verre (interfrange 0$^{\mu}$,18), et, dans le deuxième, par interférence des rayons réfléchis sur la surface-support de la plaque préalablement dépouillée de la gélatine et sur la surface d'un verre plan-étalon appliqué à son contact sans contrainte (interfrange 0$^{\mu}$,27). Cela permet de tracer encore deux autres familles de courbes : (III) celles d'égale épaisseur de la couche, (IV) celles d'égal défaut de planéité.

4. L'étude comparative des quatre familles de courbes montre qu'il n'existe aucune corrélation permanente :

1° entre (I) et (II), les variations du fond et des plages sont indépendantes; on ne peut donc utiliser les premières pour corriger les secondes (*loc. cit.*, p. 200);

2° entre (III) et IV), les inégalités d'épaisseur de la couche ne sont pas liées aux défauts de planéité du support; ceux-ci ne peuvent donc être la cause de celles-là. La première hypothèse citée est donc inacceptable;

3° entre (II) et (III), les erreurs locales du noircissement des plages sont sans rapport, au moins jusqu'à la densité 0,7, avec les inégalités d'épaisseur de la couche; les premières ne sauraient par suite être déterminées par ces dernières. La deuxième hypothèse est donc également inadmissible;

4° enfin, entre (I) et (III), on remarque quelques vagues analogies : les inégalités d'épaisseur de la couche seraient donc partiellement responsables des irrégularités du voile.

5. L'étude microphotographique, avec un Panphot Leitz, de la répartition

en profondeur des grains d'argent réduit dans l'épaisseur de la couche, faite sur des coupes minces de 5 à 10μ gonflées (× 5 environ) par immersion dans l'eau, par numération visuelle sur agrandissements (× 2000 à 10000) ou par mesure photométrique des clichés avec une cellule à couche d'arrêt, rend facilement compte de ces résultats. Elle montre en effet que :

1° dans les plages, les grains sont fortement concentrés vers la surface de la couche, au moins jusqu'à la densité 1,5, la densité en grains étant déjà réduite à la moitié de la densité superficielle vers le milieu de la couche et au dixième au voisinage du fond; il est par suite impossible que les variations d'épaisseur de la couche aient une répercussion sensible sur le noircissement;

2° dans le voile au contraire, la densité en grains est sensiblement constante dans toute l'épaisseur de la couche; les variations de celle-ci doivent donc bien dans ce cas constituer une source d'irrégularités de noircissement.

FLUORESCENCE. — *Absorption de molécules organiques pendant l'excitation de leur fluorescence.* Note (¹) de M. **Michel Hasselmann.**

On admet que les bandes d'absorption des molécules organiques situées dans l'ultraviolet moyen sont dues essentiellement à des électrons conjugués et peuvent parfois être attribuées à des groupements fonctionnels.

La fluorescence est également sous la dépendance de la structure des molécules : la molécule de cotarnine, par exemple, qui ne diffère de la molécule fluorescente d'hydrastinine que par un radical $-OCH^3$ en plus, n'est pratiquement plus fluorescente.

Toute altération des molécules par tautomérie, par ionisation, modifie l'absorption aussi bien que la fluorescence. Nous avons fait l'hypothèse que toute modification moléculaire par absorption de photons (fluorescence) pourrait être accompagnée de modification de l'absorption. A la suite des travaux de Burke, Nichols et Merritt, en 1908, utilisant une méthode photométrique, avaient indiqué que « le verre d'urane devenait plus absorbant lorsqu'il est fluorescent que lorsqu'il ne luit pas ». Depuis, Metcalfe et Venkatesachar, en 1921, ont montré que l'absorption de la lumière par la vapeur de mercure rendue luminescente électriquement croît avec le pouvoir émissif de celle-ci. Transposant ces remarques dans le domaine des solutions, il nous a paru plausible qu'une excitation supplémentaire et importante de la fluorescence d'un corps donné provoque une modification de son spectre d'absorption dans l'ultraviolet.

Le spectre d'absorption ultraviolet est obtenu en utilisant un spectrographe à optique de quartz, éclairé par une lampe à hydrogène de Challonge et

(¹) Séance du 16 août 1944.

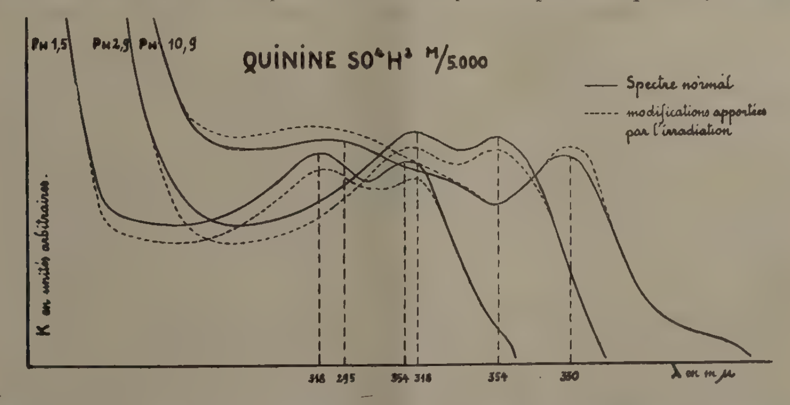
Lambrey. L'irradiation supplémentaire du corps étudié est provoquée par une lampe à vapeur de mercure.

Une cuve de $0^{cm},5$ d'épaisseur à lames de quartz à faces parallèles est placée à 45° par rapport aux rayonnements émis par les deux sources, qui viennent se couper à angle droit sur sa face d'entrée. Un système d'ajutages appropriés permet aux solutions de s'écouler lentement pendant toute l'expérience, afin d'obvier aux perturbations que pourrait introduire, dans le spectre d'absorption, une dissociation même partielle des molécules.

Nous nous plaçons dans les conditions normales habituelles pour la bonne obtention des spectres d'absorption. Les lampes étant allumées, on oblitère le faisceau excitateur pour obtenir le spectre d'absorption de comparaison, puis on réalise le deuxième spectre pendant l'excitation de la fluorescence : rien n'est changé ni dans l'éclat des sources lumineuses, ni dans la position de la cuve, ni dans le débit des liquides, ni dans le travail spectrographique. Les clichés sont lus au spectrophotomètre enregistreur, appareil particulièrement apte à la comparaison de spectres très peu différents.

Nous avons étudié ainsi le sulfate neutre de quinine en solution aqueuse, à une concentration de M/5000 et à différents pH :

Des pH acides jusqu'à la neutralité, l'irradiation supplémentaire provoque un affaissement de tout le spectre, d'autant plus important que le pH est plus



petit : à pH 1,5 et 2,9, la diminution de la valeur du coefficient d'absorption est d'environ 14 %, pour devenir pratiquement nulle vers pH 6,3. Puis lorsqu'on dépasse la neutralité pour aller du côté des pH alcalins, région pour laquelle la fluorescence diminue considérablement, on observe un renversement du phénomène; en effet la modification, dont l'amplitude varie entre 4 et 18 %, s'effectue dans le sens d'une augmentation du coefficient d'absorption *pour des régions limitées*, s'étendant entre 250 et 280, 300 et 314, 330 et $340^{m\mu}$. Le chlorhydrate basique de quinine, le chlorhydrate d'hydrastinine, la fluorescéine alcaline, l'acide salicylique, en solutions aqueuses et pour des concen-

trations variant entre M/5000 et M/25000, ont également des zones d'absorption sensibles à l'action de l'irradiation. Par contre, dans les mêmes limites de concentration, des solutions aqueuses de théobromine, d'acide barbiturique, de chlorhydrate de morphine n'ont vu leur spectre subir aucune modification.

En admettant que le renouvellement des solutions pendant l'expérience ne constitue pas une garantie suffisante contre les possibilités d'une photolyse des molécules, il nous a suffi, entre autres essais, de reprendre les solutions responsables du spectre perturbé pour constater qu'en l'absence de toute irradiation nous réobtenions le spectre normal; cet effet ne peut donc être imputé à un phénomène de photolyse.

De l'étude de nombreux corps il découle que l'irradiation supplémentaire n'influe pas sur la forme du spectre d'absorption, et n'entraîne pas de glissements appréciables de bandes par rapport aux longueurs d'onde; mais, pour des parties plus ou moins étendues du spectre, souvent même pour tout le spectre, il se produit un changement dans la valeur du coefficient d'absorption; le changement s'effectue indifféremment dans le sens d'une augmentation ou d'une diminution, suivant le corps étudié et les conditions de pH dans lesquelles on se place.

RAYONS X. — *Sur l'étude des mélanges soufre-caoutchouc par microradiographie.* Note de M. **Jean-Jacques Trillat**, présentée par M. Maurice de Broglie.

On sait que la dimension des grains de soufre et leur répartition dans la masse du caoutchouc jouent un rôle important dans le processus de vulcanisation. Nous avons cherché à mettre au point une méthode simple permettant de suivre et de contrôler l'incorporation du soufre dans le caoutchouc; pour cela nous avons utilisé la méthode de microradiographie par transmission [1]. La gomme, préalablement mélangée à des proportions variables de soufre, est disposée entre deux feuilles minces de cellophane de $0^{mm},06$ d'épaisseur, et pressée à une température de 50°-60°, l'épaisseur totale des échantillons (gomme, cellophane) étant fixée à $0^{mm},18$. Les plaquettes ainsi obtenues sont disposées dans un châssis photographique assurant une adhérence parfaite avec le film spécial Lippmann utilisé dans cette technique. L'ensemble est exposé au rayonnement d'un tube scellé à foyer très fin et à anticathode cuivre, spécialement construit à cet effet et fonctionnant sous 8 kilovolts; dans ces conditions les raies K du cuivre ne sont pas excitées et ce sont des radiations de l'ordre de 2 Å qui agissent. La distance échantillon-foyer est de quelques centimètres; les temps de pose sont de 2 à 3 minutes. Les clichés obtenus peuvent être ensuite agrandis plusieurs dizaines et même plusieurs centaines de fois, s'il y a lieu.

Les échantillons examinés, préparés par l'Institut français du Caoutchouc,

---

(1) J.-J. Trillat, *Rev. Scient.*, IV, 1940, pp. 212-221; *Science et Ind. photog.*, 2, 1942, pp. 1-11.

étaient constitués par des mélanges gomme-soufre, la teneur de cet élément étant respectivement de 1-5-10-32 %.

Les examens ont d'abord été effectués sur des mélanges *avant* vulcanisation. Les grains de soufre apparaissent d'une façon particulièrement nette, du fait de l'absorption considérable des rayons X; l'étude des clichés après agrandissement permet de déterminer la répartition du soufre au sein de la gomme, l'homogénéité de la répartition, la dimension des grains, d'établir une courbe de répartition et de suivre l'influence de la durée du malaxage tant sur la taille des grains que sur leur distribution.

Les mêmes échantillons ont été étudiés *après* vulcanisation (6 h. à 143°); on peut de cette façon examiner soit l'influence de la teneur en soufre, soit l'influence de la durée de vulcanisation.

a. Influence de la teneur en soufre. — Alors qu'avant vulcanisation le soufre apparaît avec une grande netteté, il ne se décèle plus après vulcanisation; les radiographies présentent toutes une teinte grise uniforme, sur laquelle n'est visible aucune tache due au soufre, qui se répartit d'une façon homogène dans la masse élastique à l'état de soufre combiné (atomes de soufre formant *ponts* entre les macromolécules d'hydrocarbures). Aucune trace de soufre libre, non combiné, n'étant décelable, il faut en conclure que, pour cette durée et cette température de vulcanisation, tout le soufre se trouve pratiquement combiné.

b. Influence de la durée de vulcanisation. — Afin de suivre la combinaison progressive du soufre, nous avons effectué des essais sur des échantillons contenant initialement 32 % S, et vulcanisés 1/4 d'heure, 1/2 heure, 1 heure, 3 heures et 6 heures à 143°. Les radiographies permettent alors de suivre le processus de vulcanisation d'une façon particulièrement nette. Pour 1/4 d'heure de vulcanisation, la majeure partie du soufre libre apparaît sous forme de grosses gouttes plates de forme elliptique, dont la formation s'explique aisément par la température de vulcanisation (143°) provoquant la fusion du métalloïde. La comparaison de ce cliché avec le témoin non vulcanisé est particulièrement instructive à cet égard.

Pour une 1/2 heure, les résultats sont semblables, mais on constate déjà une diminution du nombre de gouttelettes, indiquant une combinaison plus accentuée du soufre avec la gomme. Après une heure de vulcanisation, les gouttes disparaissent totalement, mais on aperçoit quelques efflorescences d'apparence cristalline; ce phénomène a lieu, mais à un degré moindre pour une vulcanisation de 3 heures, et disparaît totalement pour des durées de vulcanisation supérieures. Ces efflorescences sont dues au soufre libre qui exsude de la gomme et recristallise à la température ambiante. On peut se demander pourquoi le soufre libre en gouttes ne présente pas cet aspect si particulier; cette question mériterait une étude spéciale, car il est probable que c'est sous l'influence des conditions physiques particulières que le soufre est susceptible de recristalliser en efflorescences.

La même méthode est applicable à l'étude de l'influence des accélérateurs et de la température de vulcanisation, ainsi qu'au contrôle de l'homogénéité de la répartition des charges; nous avons pu l'appliquer avec succès dans le cas de l'incorporation de pigments aux peintures et vernis.

ENGINS EXPLOSIFS. — *Procédé propre à diminuer les risques encourus au cours de l'ouverture et de l'étude d'engins explosifs* (¹). Note de M. **André Kling**.

Il me paraît opportun, dans les circonstances présentes, de faire connaître un procédé que j'ai imaginé et mis en œuvre, il y a quelques années, époque à laquelle commencèrent à se rencontrer assez fréquemment des engins terroristes comportant des systèmes d'amorçage *à temps* réalisés soit par des dispositifs chimiques, soit surtout par des agencements mécaniques.

J'ai eu plus spécialement l'occasion d'utiliser avantageusement ce procédé dans les cas où l'amorçage était assuré par la fermeture d'un circuit électrique, par l'intermédiaire d'un système d'horlogerie, ou par escamotage, au moment de l'ouverture de la boîte contenant la machine infernale, d'une cale isolante maintenant le circuit en position de sécurité.

Lorsqu'il se trouve en présence d'un engin explosif, l'opérateur chargé d'intervenir doit, non seulement s'efforcer, le plus rapidement possible, de le rendre inoffensif, mais encore de le démonter, de le disséquer afin d'en recueillir les éléments constitutifs dont les origines individuelles pourront ensuite être recherchées. Ce n'est que dans des cas tout à fait exceptionnels et en désespoir de cause qu'il pourra se résoudre à faire exploser l'engin, soit après l'avoir transporté en un lieu où l'opération puisse être effectuée sans dommages, soit, si le transport de l'engin s'avère comme trop dangereux, d'en provoquer l'explosion sur place, après avoir pris toutes dispositions propres à limiter, au maximum, les dégâts consécutifs à cette explosion.

La passionnante opération consistant à démonter et à désamorcer un engin est particulièrement délicate dans les cas où il appartient à l'une des catégories rappelées plus haut, car, en pareille occurence, l'intervention malencontreuse des outils avec lesquels se poursuivront les démontages, risque de déclencher le fonctionnement du système d'amorçage, par exemple en provoquant la fermeture d'un circuit électrique destiné à porter au rouge le filament contenu dans l'amorce électrique du détonateur, ou encore la mise au contact accidentelle des éléments constitutifs d'un système d'amorçage chimique.

Pour éviter ces inconvénients, aux conséquences presque toujours fatales pour l'opérateur, il faut s'efforcer de réaliser, d'avec le détonateur de l'engin,

---

(¹) Document retiré du pli cacheté nº 11.858, déposé le 28 septembre 1942, ouvert à la demande de l'auteur le 5 mars 1945.

la séparation des éléments excitateurs de l'amorce et ce par une opération effectuée en un temps suffisamment court pour que ladite excitation, si elle est provoquée accidentellement, ne puisse produire d'effet utile. Dans le cas d'amorçage électrique il faudra, par conséquent, que la durée de fermeture éventuelle du circuit, lors de la section des conducteurs d'amenée du courant, soit insuffisante à produire une élévation de température du filament de l'amorce électrique, par conséquent que le débit de la source électrique soit limité à une durée infiniment petite. De même, dans le cas d'un amorçage chimique, il faudra que les éléments constitutifs de ce dernier ne puissent venir en contact que dans des conditions telles qu'ils soient hors d'état d'assurer une excitation efficace.

En vue de réaliser ces desiderata j'ai imaginé d'utiliser la notable vitesse de propagation de l'onde explosive d'un cordeau détonant, type Sevran, à la mélinite (vitesse de propagation de l'onde explosive : 6880 mètres-seconde) et celle de l'onde de choc qui accompagne cette dernière, qui, dans certains cas, dans les supports inertes qu'elle parcourt, possède une vitesse encore supérieure à celle de l'onde explosive. C'est cette onde de choc, convenablement dirigée, que j'ai chargée de sectionner l'engin en deux tronçons, l'un contenant le système d'amorçage, l'autre la masse explosive munie de son détonateur. Ce système de sectionnement est réalisé au moyen d'une boucle de cordeau détonant, se situant dans un plan orienté de telle sorte que l'onde de choc émanant du cadre de la boucle coupe brusquement les conducteurs électriques partant de la source électrique, ou sectionne les conduits destinés à assurer la rencontre des éléments constitutifs des amorçages chimiques.

Pour guider les opérations on s'aide d'un nécessaire radiographique, contenu dans une mallette aisément transportable et aménagée de manière à pouvoir orienter le faisceau de rayons X dans toutes directions autour de l'engin, lequel est déposé sur une planchette au-dessus de l'ampoule. La projection radioscopique est reçue sur un écran fluorescent ; mais, comme fréquents sont les cas où l'examen d'un engin doit être effectué en pleine lumière, l'appareillage est complété par adjonction d'une petite chambre noire, à deux oculaires, que l'opérateur se fixe sur la tête, chambre noire dont le fond opposé aux oculaires est constitué par un mince volet en aluminium doublé intérieurement par un écran radioscopique. L'appareillage que j'ai fait établir sur ces données est peu encombrant ; il est aisément transportable dans une voiture de touriste, il peut, en outre, être alimenté au moyen d'une prise de courant branchée sur l'un des branchements du secteur électrique.

De la sorte, l'opérateur est donc à même de se rendre compte des détails de construction de l'engin et de disposer la boucle de son cordeau dans les conditions les plus favorables, même lorsque les engins de moyenne dimension, qui sont ceux sur lesquels on a le plus fréquemment à opérer, comportent des enveloppes métalliques de quelques millimètres d'épaisseur.

Il va sans dire qu'ayant pratiqué l'examen radioscopique de l'engin, et avant de le soumettre au sectionnement au moyen du cordeau détonant, l'opérateur doit toujours s'efforcer d'en prendre une photographie et une radiographie pour le cas où, en raison de circonstances exceptionnelles, la détonation du cordeau viendrait à entraîner celle de l'explosif de chargement. Mais, pour ma part, je n'ai, dans aucun cas, eu à déplorer cet accident, car, en général, les masses de chargement contenues dans les engins sont constituées par des explosifs peu sensibles au choc, qui, en vue de l'obtention d'un rendement maximum, sont utilisés sous la densité de chargement la plus grande possible, condition qui accroît encore leur stabilité. De plus, grâce à des tours de main appropriés, il est toujours possible d'opérer de telle sorte que l'on utilise au mieux l'onde explosive pour réaliser le cisaillement des engins, tout en se plaçant dans des conditions les moins favorables à une excitation, par l'onde de choc produite par la détonation du cordeau détonant, de la masse explosive principale.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Sur quelques hydrogénations au moyen du dérivé aluminique du butanol-2.* Note de M. **René Ferrier**, présentée par M. Marcel Delépine.

En 1925, Verley ([1]) proposa une nouvelle méthode d'hydrogénation des aldéhydes et des cétones, basée sur la remarque suivante : si l'on met un de ces corps au contact d'éthylate d'aluminium, en présence d'un excès d'alcool éthylique, il se forme un dégagement abondant d'aldéhyde acétique et tout se passe comme si l'aldéhyde avait échangé sa fonction avec la fonction alcool de l'éthanol :

$$R.CHO + CH^3CH^2OH \rightleftharpoons R.CH^2OH + CH^3CHO.$$

D'autres applications de la méthode ont été faites, les unes employant le méthylate d'aluminium ([2]), les autres, plus nombreuses, l'isopropylate d'aluminium ([3]). Cette méthode, qui n'intéresse que le groupement carbonyle, a pour avantage de conduire aux carbinols correspondants sans modifier d'autres parties de la molécule, telles que liaisons éthyléniques, groupements nitré et halogéné.

La facile préparation du dérivé aluminique du butanol-2 m'a conduit à rechercher si ce composé pouvait être utilement employé en remplacement de ces homologues inférieurs. L'alcool butylique secondaire rectifié avec soin

---

([1]) *Bull. Soc. Chim. France*, 37, 1925, pp. 537 et 871.

([2]) Meerwein et Schmidt, *Ann. der Chem.*, 444, 1925, pp. 221-238.

([3]) J. Dœuvre, *Bull. Soc. Chim. France*, 1, 1934, p. 201; Young-Hartung et Crossley, *J. Amer. Chem. Soc.*, 58, 1936, pp. 100-102; H. Lund, *Ber. d. chem. Ges.*, 70, 1937, pp. 1520-1525.

dissout très aisément l'aluminium, si l'on ajoute au mélange métal-alcool de très faibles quantités de chlorure ou mieux d'iodure mercurique (moins de 1/500 du poids d'aluminium). Une solution à 5 % de métal se conserve bien en flacon soigneusement bouché.

La conduite de l'hydrogénation se résume ainsi. L'aldéhyde ou la cétone à transformer est dissoute dans le butanol secondaire, puis ajoutée au réactif mis en quantité suffisante pour la réaction

$$3\,R-CHO+\left(\begin{matrix}CH^3\\C^2H^5\end{matrix}>CHO\right)^3 Al \rightleftharpoons (R.CH^2O)^3Al+3\,CH^3-CO-C^2H^5.$$

Par distillation lente on élimine la méthyléthylcétone formée en suivant cette élimination à l'aide de la 2-4 dinitrophénylhydrazine. On concentre sous pression réduite jusqu'à consistance sirupeuse; puis la masse refroidie est additionnée d'alcool à 95° ou d'éther aqueux en quantité nécessaire pour libérer le carbinol de sa combinaison aluminique. La masse perd sa transparence, abandonne un précipité pulvérulent d'alumine, cependant que le carbinol passe en solution. On essore et lave l'alumine à l'alcool à 95° ou à l'éther. Les solutions sont distillées et le carbinol est purifié par cristallisation ou rectification. J'ai ainsi hydrogéné : cyclohexanone, méthylbenzylcétone, benzophénone, fluorénone, bromo-4 benzophénone, méthyl-6 heptène-6 one-2, aldéhydes *ortho-*, *méta-* et *para*-nitrobenzoïques, aldéhyde cinnamique, aldéhyde salicylique. Les rendements en carbinols sont consignés dans le tableau ci-dessous.

	%		%
Cyclohexanol	75	Alcool nitrobenzylique *ortho*	85
Méthylbenzylcarbinol	69	» *méta*	75
Benzhydrol	95	» *para*	96,5
Fluorénol	100	Méthyl-4 pentène-3 ol-2	23
Bromo-4 benzhydrol	84	Phényl-1 butène-1 ol-3	28
α-bromobornéol	50	Méthyl-6 heptène-6 ol-2	76
Alcool salicylique	74	Alcool cinnamylique	70

Ordinairement les carbinols formés sont libérés de leur combinaison avec le métal soit par l'acide sulfurique, soit par la soude, soit par l'eau. J'ai trouvé préférable de provoquer cette décomposition par l'action moins brutale de l'alcool à 95° ou de l'éther humide. L'alumine qui prend naissance dans ces conditions est pulvérulente et l'isolement du produit attendu est aisé sans risques d'altération par un acide fort ou un alcali. J'ai pu ainsi isoler les produits d'hydrogénation de cétones non saturées, sans déshydratation ou de cétones halogénées en évitant la séparation de l'halogène. Cependant, pour des composés tels que l'oxyde de mésityle ou la benzylidène acétone, les rendements sont faibles du fait d'une résinification partielle.

J'ai réussi à préparer, à partir de l'α-bromocamphre, l'α-bromobornéol droit F 58°, $\alpha_D + 85°,15$ (en solution à 10 % dans l'alcool absolu), peu stable à l'état libre, stable à l'état d'ester benzoïque F 84°.

L'aldéhyde salicylique fournit dans les conditions indiquées la saligénine. Il est donc possible, contrairement à des indications de Meerwein [4], d'hydro-

---

(4) MEERWEIN et coll., *J. prakt. Chem.*, **147**, 1936, pp. 211-225.

géner avec un alcoolate d'aluminium les aldéhydes à fonction phénol, en notant toutefois que la quantité de réactif doit être plus grande, une partie de l'aluminium se fixant sur le groupement phénolique. La décomposition de la combinaison métallique a été faite dans ce cas par l'acide sulfurique étendu.

D'après ce qui précède le butylate secondaire d'aluminium se comporte comme ses homologues déjà étudiés et peut être d'emploi facile pour l'hydrogénation des aldéhydes et des cétones.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Sur quelques acides éthers alicycliques.* Note de M. **Max Mousseron**, présentée par M. Marcel Delépine.

Cette étude est consacrée à la préparation et à la détermination de quelques constantes physiques d'acides éthers en C^5 et C^6. Nous avons étendu la technique préconisée par Sommelet [1], en traitant un alcoolate de sodium

	É/mm.	n_D^{25}.	d_{25}.	K.
Acide cyclopentyloxyacétique	147 (11)	1,4610	1,115	$2,00.10^{-4}$
Ester méthylique	198 (760)	1,4430	1,045	–
Acide cyclopentyloxy-2 propionique	148 (25)	1,4530	1,065	–
Ester méthylique	170 (760)	1,4402	0,997	–
Acide cyclohexyloxyacétique	165 (25)	1,4691	1,087	1,90
Ester méthylique	110 (18)	1,4510	1,033	–
Acide cyclohexylméthyloxyacétique	F 37°	–	–	1,25
» (méthyl-1 cyclohexyl) oxyacétique	F 76°	–	–	–
» (» -2 ») »	152 (11)	1,4644	1,070	1,60
» (» -3 ») »	154 (11)	1,4630	1,058	–
» (» -4 ») »	F 40°	–	–	–
» cyclohexyloxy-2 propionique	145 (11)	1,4615	1,060	2,30
Ester méthylique	215 (760)	1,4395	1,001	–
Acide cyclohexyloxy-2 méthyl-2 propionique	170 (15)	–	–	2,25
	F 74°	–	–	–
» tétrahydronaphtyloxyacétique	F 118°	–	–	–
» décahydronaphtyloxyacétique	F 93°	–	–	2,30
Ester méthylique	165 (15)	1,4748	1,030	–
Acide cyclopentylthioacétique	140 (25)	1,5110	1,1420	–
» cyclohexylthioacétique	160 (25)	1,5191	1,1487	3,25
Ester méthylique	246 (760)	1,4943	1,093	–
Acide cyclohexylsélénioacétique	180 (20)	–	–	6,50
» méthyl-3 cyclohexyloxyacétique *cis*	$[\alpha]_{546}$ −28°,35	$[\alpha]_{579}$ −23°,50		1,40
» » » *trans*	−17°,64	−15°,74		1,55

par l'acide monochloracétique en milieu xylénique vers 140° et en utilisant une proportion double d'alcoolate; après purification, on isole avec un bon rendement toute une série d'éthers d'oxyacides, caractérisés le plus souvent par leurs esters méthylique et éthylique, leurs amides; seul l'acide cyclohexyloxy-

(1) *Thèses de Sciences*, Paris, 1906.

acétique avait été obtenu par une autre voie par Palfray et Sabetay ([2]). Certains dérivés sulfurés, tels que l'éthyloïque thiocyclohexane, sont isolés selon Ramberg ([3]) dans des conditions identiques à partir du dérivé sodé du thiol; il en est de même pour le sélénol correspondant.

Action de l'oxygène et du soufre. — La comparaison entre l'acide cyclohexane acétique ($2,36.10^{-5}$) et l'acide cyclohexyloxyacétique ($1,9.10^{-4}$) montre une exaltation de la constante de dissociation provoquée par l'introduction de l'oxygène; l'augmentation est encore plus élevée pour l'acide cyclohexylthioacétique ($3,25.10^{-4}$) et pour l'acide cyclohexylsélénoacétique ($6,50.10^{-4}$). Certaines de ces valeurs se rapprochent de celles trouvées pour les acides acycliques.

Influence des substitutions, des cycles. — L'allongement de la chaîne provoque une faible diminution de la dissociation; au contraire, si le groupe méthyle se trouve sur la chaîne, la variation est moins élevée. Le remplacement du cycle en C^5 par le cycle en C^6 n'amène pas de changement sensible ($2,0$ et $1,9.10^{-4}$); on sait du reste que l'acide cyclopentane carboxylique a un coefficient voisin de l'acide cyclohexane carboxylique ($1,24$ et $1,34.10^{-5}$). Le noyau décahydronaphtalénique apporte une faible augmentation de la constante de dissociation vis-à-vis du cycle en C^6 ($2,3$ et $1,9.10^{-4}$).

Influence de la stéréoisomérie. — Elle s'exerce de façon peu sensible; ainsi, pour les acides méthyl-3 cyclohexane carboxyliques que nous avons étudiés, on trouve $2,40.10^{-5}$ pour le *cis* et $2,70.10^{-5}$ pour le *trans*; il en est de même pour les acides méthyl-3 cyclohexyloxyacétiques : *cis*, $1,40$; *trans*, $1,55.10^{-4}$.

Notons en outre que l'introduction d'une double liaison paraît exalter la constante de dissociation; ainsi, pour l'acide méthyl-3 cyclohexane-2 propionique, $K = 2,60.10^{-5}$; pour l'acide méthyl-3 cyclohexène-2 propionique, $K = 3,05.10^{-5}$.

CYTOLOGIE VÉGÉTALE. — *Caractères cytologiques remarquables d'une Spirogyre.* Note ([1]) de M. **Marius Chadefaud**, présentée par M. Auguste Chevalier.

L'espèce faisant l'objet de la présente Note, trouvée en juin à Beauvais, et malheureusement demeurée stérile, est au moins voisine de *Spirogyra neglecta* (Hassal) Ktz. Comme celle-ci elle présente dans chacune de ses cellules trois chloroplastes rubanés, formés d'une sorte de nervure longitudinale médiane, intensément verte, contenant les pyrénoïdes, et de deux ailes latérales lobées. De plus chacun de ces rubans est plié longitudinalement sur lui-même, selon sa nervure, de telle sorte que celle-ci forme carène vers l'intérieur

([2]) *Bull. Soc. Chim.*, 4e série, **43**, 1928, p. 900.
([3]) *Ber. d. chem. Ges.*, **40**, 1907, p. 2588.

([1]) Séance du 19 mars 1945.

du corps cellulaire, et qu'il existe entre les ailes et la paroi de la cellule un espace extra-plastidial.

Les observations cytologiques, effectuées soit *in vivo*, avec ou sans l'aide de colorants vitaux, soit après fixation mitochondriale (Zenker-formol), puis coloration à l'hématoxyline ferrique, soit enfin après traitement par la solution iodo-iodurée, ont conduit à quelques résultats remarquables, que voici :

a. Existence de deux catégories de vacuoles. — De grandes vacuoles *intra-plastidiales*, occupant toute la partie interne du corps cellulaire, et de petites vacuoles *extra-plastidiales*, logées dans les espaces extra-plastidiaux, ci-dessus définis. Ces dernières, plus riches en tannoïdes, sont manifestement en association fonctionnelle avec les rubans plastidiaux, et fournissent ainsi un nouvel exemple de *synergie* entre appareils plastidial et vacuolaire, s'ajoutant à plusieurs autres, que j'ai décrits chez des Œdogones, des Eugléniens, des *Polytoma*. D'autre part elles rappellent, par leurs fonctions, les corps physoïdes tannifères des *Zygnema* et *Mougeotia*, également associés aux chloroplastes. Mais elles n'ont aucunement l'aspect de ceux-ci, et ne diffèrent des vacuoles intra-plastidiales, avec lesquelles elles peuvent d'ailleurs communiquer, que par leur taille plus petite et leur richesse plus grande en tannins. Au surplus rien n'indique que les corps physoïdes dérivent de telles vacuoles, qu'ils ne font que remplacer.

b. Existence de deux phases cytoplasmiques, bien distinctes sur le vivant. — Une *phase générale claire*, dans laquelle est incluse une *phase locale sombre*. Celle-ci est localisée sous les ailes des plastes, mais, au gré des mouvements de cyclose, elle peut, en se déformant sans cesse et en s'étirant, déborder largement celles-ci, et former des tractus allant d'un ruban plastidial à l'autre. Elle contient les mêmes inclusions que la phase claire, notamment des chondriosomes. Elle devient presque indistincte dans les préparations mitochondriales. Un tel diphasisme rappelle celui qui s'observe chez certains Protozoaires, mais je ne pense pas qu'il ait été signalé, du moins de façon aussi nette, chez aucune Algue.

c. Existence de deux sortes de chondriosomes. — Les mitochondries *granaires*, nombreuses, accompagnées de mitochondries *bacillaires*, bien moins abondantes. Les unes et les autres sont rangées de préférence sous les ailes des plastes, comme le cytoplasme sombre, mais sans être forcément incluses dans celui-ci. On en voit aussi autour du noyau, et dans les tractus reliant le cytoplasme périnucléaire au cytoplasme pariétal. Ces deux catégories sont connues chez d'autres Spirogyres, où les mitochondries granaires ont été assimilées à de simples *grana* cytoplasmiques par P. Dangeard. Mes préparations me permettent au contraire d'affirmer qu'elles sont bien mitochondriales, au même titre que les bacillaires, comme l'a d'ailleurs déjà indiqué G. Mangenot. D'autre part ces deux catégories mitochondriales font penser à la coexistence d'un appareil mitochondrial et d'un appareil de Golgi chez les *Microspora* et

OEdogonium. Mais rien n'indique que l'une d'elles soit golgienne, et l'on peut penser qu'on n'a là rien de plus qu'un exemple d'individualisation de deux sortes de chondriosomes, à rapprocher de ce qui s'observe chez certaines Diatomées, et de l'individualisation de deux sortes de plastes chez les *Caulerpa*.

d. Existence dans le noyau de corps épinucléolaires ayant l'allure d'euchromocentres. — Ces corps, visibles *in vivo* et sidérophiles, sont d'une autre nature que le nucléole lui-même. Ce sont de petites masses plan-convexes, accolées au nucléole par leur face plane. Ils rappellent beaucoup les euchromocentres épinucléolaires décrits par P. Dangeard chez certaines plantes supérieures, mais ils ne coexistent pas avec des euchromocentres périphériques, et leur comportement pendant la mitose n'a malheureusement pu être étudié. Si ce sont bien des euchromocentres, en se remémorant que ceux-ci correspondent aux points d'insertion des chromosomes, on peut les interpréter en admettant que les chromosomes des Spirogyres, comme d'ailleurs ceux des animaux, notamment les Drosophiles, sont insérés non sur la membrane nucléaire, mais sur le nucléole central, qu'ils contribuent sans doute à élaborer. D'autre part, comme ils représentent la seule partie bien distincte de l'appareil chromosomien dans le noyau au repos, et comme on conçoit qu'autour du nucléole ils pourraient confluer et perdre leur individualité, ils permettent de comprendre ce que doivent être les protocaryons, dans lesquels nucléole central et chromatine sont réunis en une seule masse, le caryosome.

CYTOPHYSIOLOGIE. — *Influence de l'acide salifiant l'ammoniaque sur les qualités nutritives ou toxiques des sels ammoniacaux vis-à-vis de deux Aspergillacées.* Note de M. **Jean Régnier**, Mlle **Suzanne Lambin** et M. **Maurice Dubost**, présentée par M. René Souèges

L'un de nous, avec ses collaborateurs, a mis en évidence, au cours de ces dernières années [1], l'influence qu'exerce l'anion des sels de certains alcaloïdes sur leur action pharmacodynamique, influence qui a été retrouvée sur la cellule végétale avec les sels des mêmes acides combinés à des bases colorantes [2]. Cette action est liée à la plus ou moins grande facilité de passage de ces composés à travers les membranes limitantes des cellules vivantes. Les sels ammoniacaux étant voisins des sels alcaloïdiques, il était intéressant de rechercher si la nature de l'acide combiné à l'ammoniaque était capable de modifier les propriétés nutritives du sel vis-à-vis des moisissures.

Nous avons mis successivement en essai l'*Aspergillus niger* van Tieghem, puis l'*Aspergillus repens* de Bary. Les milieux de culture utilisés étaient :

---

(1) J. Régnier et R. David, *Comptes rendus*, 200, 1935, p. 1428; J. Régnier, R. David et R. Delange, *ibid*, 202, 1936, p. 591; *C. R. Soc. Biol.*, 1936, 1937, 1939, 1943.

(2) S. Bazin, *Comptes rendus*, 220, 1945, p. 183.

1° *pour étudier les propriétés nutritives des composés*, le milieu de Raulin, modifié de telle sorte qu'un seul sel ammoniacal y apportât la quantité totale d'ammoniaque présente dans le milieu type, et dont le pH initial était maintenu à pH 3,2 par introduction d'acide tartrique ou de l'acide intervenant dans la constitution du sel; les pH, après culture ou après un temps suffisant de mise à l'étuve, étaient également mesurés;

2° *pour étudier le degré de toxicité des sels ammoniacaux et des acides constituants*, le milieu de Sabouraud, qui offrait comme source d'azote, invariable en qualité et en quantité, la peptone.

Les acides des sels d'ammoniaque utilisés étaient des acides minéraux (acide chlorhydrique et, de plus, pour la recherche de la toxicité, acides sulfurique et phosphorique) et des acides organiques : acides ayant dans leur chaîne des fonctions polaires, COOH ou OH alcoolique (succinique, tartrique, gluconique, citrique) et acides sans fonction polaire supplémentaire, à chaîne droite ou ramifiée, soit aliphatique (propionique, butyrique, valérique, caproïque, isobutyrique, diéthylacétique), soit aliphatiques-cycliques (phénylacétique, phénylpropionique, phénylbutyrique, phénylbutylacétique).

Les faits constatés ont été les suivants :

1° Sur milieu de Raulin modifié, le chlorhydrate d'ammoniaque et les sels ammoniacaux d'acides à chaînes pourvues de fonctions supplémentaires ont donné, avec l'un ou l'autre organisme, de bons résultats (par exemple avec l'*Aspergillus repens*, sur 150$^{cm^3}$ de milieu ajusté avec l'acide du sel, pour le citrate, sel le moins favorable, 2^g,15). Par contre les sels ammoniacaux à acides privés de groupements supplémentaires n'ont permis aucune récolte. La variation des pH ne permet pas d'expliquer à elle seule les phénomènes constatés.

2° Sur milieu de Sabouraud, en faisant varier la quantité de sel ammoniacal, les trois sels minéraux ont permis de bonnes récoltes même aux doses de 5^g pour 150$^{cm^3}$ de milieu. Il en est de même pour les sels d'acides à fonctions supplémentaires. Les sels d'acides sans fonctions supplémentaires ont donné, pour des doses très faibles (0^g,01 pour 150$^{cm^3}$ de milieu), des cultures nettes, mais ont produit, pour des doses supérieures à ce titre, un affaiblissement très rapide, puis un anéantissement de la récolte. Pour presque tous ces sels, la dose de 0^g,30 pour 150$^{cm^3}$ de milieu, marque l'arrêt de la culture. Si l'on envisage la toxicité croissante, on trouve pour les sels aliphatiques l'ordre suivant, où l'on remarquera la différence de toxicité entre isobutyrate et butyrate, bien que les acides soient isomères, et entre coproate et diéthylacétate : isobutyrate, caproate, valérianate, propionate, butyrate et diéthylacétate (arrêt avec 0^g,10 de ce dernier sel pour 150$^{cm^3}$), et, pour les sels aliphatiques-cycliques : phénylacétate, phénylpropionate, phénylbutyrate et phénylbutylacétate (arrêt avec 0^g,05 de ce dernier sel pour 150$^{cm^3}$).

3° Sur milieu de Sabouraud, les acides eux-mêmes introduits en quantités

croissantes ont donné des résultats identiques à ceux obtenus avec les sels. Les acides dépourvus de fonctions supplémentaires se sont montrés nettement plus toxiques que les acides présentant ces fonctions. Nous devons signaler, en outre, la toxité plus grande de l'acide sulfurique, et surtout de l'acide chlorhydrique, que de l'acide phosphorique.

Conclusions. — Parmi les sels ammoniacaux organiques offerts comme aliments à des Aspergillacées, les sels d'acides à fonctions polaires supplémentaires (OH alcoolique, COOH) se sont comportés comme de bons aliments. Les acides correspondants ne se sont pas montrés toxiques. Au contraire, les sels d'acides dépourvus de fonctions polaires se sont montrés inutilisables comme éléments nutritifs. Les acides correspondants ont manifesté une nette toxicité à l'égard des végétaux mis en essai.

De tels résultats peuvent être rapprochés de ceux qui ont été trouvés dans l'étude pharmacodynamique des sels d'alcaloïdes. Ils montrent que les cellules vivantes sont sensibles à la constitution, indifférente ou polaire, de l'acide salifiant la base, que cette dernière soit l'ammoniaque ou soit une molécule alcaloïdique. Ces résultats sont d'autant plus curieux que les sels organiques d'alcaloïdes sont, comme nous l'avons montré, ionisés (³) et qu'il en est très vraisemblablement de même pour les sels ammoniacaux.

BIOLOGIE VÉGÉTALE. — *Observations sur la fleur du* Pistia Stratiotes *L.* Note de M. **Paul Jaeger**, présentée par M. Auguste Chevalier.

Mes observations sur *Pistia Stratiotes*, plante acaule, stolonifère et flottante de la famille des Aracées, ont porté sur des individus ramenés de Bamako en novembre 1943 et déposés dans un bassin au jardin botanique de l'Institut français d'Afrique Noire à Dakar. Les plantes ont survécu jusqu'à ce jour, fleurissant pendant la plus grande partie de l'année et fructifiant normalement.

Pendant la saison des pluies l'appareil végétatif montre des signes d'une vie végétative intense. Les rosettes remplissent la totalité de la place qui leur est offerte; elles sont serrées les unes contre les autres et leurs feuilles atteignent une longueur de 10 à 12^{cm}. Les spathes, toujours nombreuses, mesurent jusqu'à 2^{cm} de long.

Pendant la saison sèche, qui est en même temps la saison froide, les plantes dénotent un véritable état de souffrance, se traduisant par une réduction de la taille des organes. Les rosettes ne couvrent plus qu'une fraction de la place qu'elles occupaient pendant la saison précédente et les feuilles n'ont plus que 1 à 4^{cm} de long sur 1 à 2^{cm} de large. Malgré cet état précaire la floraison, quoique faible, se poursuit; les fleurs, elles aussi ont diminué de taille (8 à 10^{mm} de

(³) J. Régnier, M. Arditi, S. Bazin et S. Chantereau, *C. R. Soc. Biol.*, 135, 1941, p. 1505.

long). Avant même l'installation de la saison pluvieuse, en avril-mai, quand la courbe thermique commence à s'accentuer, les plantes reprennent leur aspect normal.

L'inflorescence du *Pistia* est abritée à l'intérieur d'une spathe axillaire; elle est en forme de capuchon, de section ogivale d'un vert pâle et garnie extérieurement d'un système pileux formé de deux catégories de poils pluricellulaires unisériés; elle est glabre à l'intérieur. La base de l'organe, comme d'ailleurs la base des feuilles, est constamment humide. Jusqu'au moment de la floraison cet organe reste fermé, les bords des deux lèvres étant étroitement appliquées l'une contre l'autre. La spathe comporte un étranglement médian divisant la cavité interne en deux chambres superposées. La chambre supérieure renferme les fleurs mâles, la chambre inférieure héberge l'unique fleur femelle.

L'inflorescence mâle s'insère sur la nervure médiane de la spathe par l'intermédiaire d'une colonne entourée à la base par une sorte de collerette d'un vert vif simulant un périanthe. Au sommet de la colonne un verticille de 5 à 10 fleurs apérianthées, chacune d'elles réduite à 1, 2 ou 3 anthères biloculaires et soudées latéralement. *L'inflorescence femelle* est réduite à un ovaire s'insérant sur la même génératrice que l'appareil mâle. Ovaire et style présentent une courbure à concavité supérieure amenant le stigmate au voisinage de l'inflorescence mâle. L'ovaire uniloculaire comporte un placenta pariétal légèrement allongé suivant l'axe et adossé contre la paroi dorsale de la spathe; il supporte de nombreux ovules orthotropes.

Les organes sexuels arrivés à maturité, la spathe s'épanouit. Tantôt c'est la chambre mâle, tantôt la chambre femelle qui s'ouvre la première. La chambre femelle étant seule épanouie, on n'aperçoit du dehors que la portion terminale du style, surmontée d'un stigmate d'un éclat gris caractéristique. Les papilles stigmatiques, nombreuses, allongées et serrées les unes contre les autres, sont dépourvues de pollen à ce stade de l'anthèse.

Dans le cas où la chambre supérieure s'ouvre la première, on aperçoit du dehors une partie des fleurs mâles dont les étamines sont le plus souvent déhiscentes. A cette ouverture partielle de la spathe fait bientôt suite l'ouverture totale; on peut alors voir le stigmate entrer en contact avec les anthères les plus proches. L'inflorescence héberge une faunule : oligochète, acarien, collembole, pucerons (Th. Monod, *det.*). Les grains de pollen sont ellipsoïdes et mesurent environ 40^{μ} dans le sens du plus grand diamètre. Ils comportent un ensemble régulier de saillies et de creux orientés suivants les méridiens. Le cytoplasme du grain est chargé d'amidon (eau iodée).

L'ovaire présente cette double particularité qu'il est rempli d'une substance visqueuse, incolore et que, contrairement au cas habituel, il ne constitue pas une cavité close. En effet le style est creux et un canal d'un diamètre minime occupe l'axe du stigmate, établissant une communication entre la cavité ovarienne et le milieu extérieur.

Origine du liquide intraovarien. — La substance mucilagineuse intraovarienne est sécrétée par le rebord du placenta. Cet anneau périplacentaire à activité sécrétrice est séparé à la fois du placenta et de la paroi ovarienne par des sillons. La première assise de cet organe est formée de cellules hautes, cylindriques, droites ou légèrement incurvées, de 40 à 50µ de long. Le noyau est situé dans la moitié supérieure de la cellule. L'extrémité apicale de ces *poils* est caractérisée par une membrane particulièrement épaisse qui semble en voie de gélification; elle se colore en bleu violet par l'hématoxyline de Delafield.

BIOLOGIE VÉGÉTALE. — *Sur le métabolisme du glycérol chez les Rhodophycées.* Note de M. **Jean Feldmann** et Mme **Geneviève Feldmann**, présentée par M. Auguste Chevalier.

L'absence de gouttelettes graisseuses dans le cytoplasme des Rhodophycées constitue l'un des caractères les plus remarquables des cellules de ces algues. Déjà remarquée par G. Mangenot (1) chez les Rhodophycées qu'il avait étudiées, cette absence a été également observée par l'un de nous (2) chez toutes les Céramiacées de la Méditerranée. Depuis, nous avons eu l'occasion, par l'examen de nombreuses espèces de Rhodophycées, appartenant aux divers ordres, de constater la généralité de cette absence dans ce groupe. Chez un certain nombre d'espèces on observe toutefois des gouttelettes fortement réfringentes, noircissant plus ou moins intensément par l'acide osmique. Ces gouttelettes osmiophiles sont particulièrement volumineuses dans les cellules externes de *Plocamium coccineum* et de *Laurencia obtusa*, où leur structure est d'ailleurs plus complexe. Mais, dans ces deux espèces comme dans toutes celles qui renferment des gouttelettes osmiophiles réfringentes, les autres réactions microchimiques montrent qu'elles ne sont pas constituées de lipides. Elles ne se colorent pas par le Soudan III, mais vitalement par le bleu de crésyle; elles se dissolvent dans l'alcool, le formol, l'acide acétique. Elles se gonflent puis éclatent dans les solutions hypotoniques. Bien que nous n'ayons pu établir jusqu'ici la nature chimique de ces gouttelettes réfringentes, il est bien certain qu'il ne s'agit pas de lipides. Bien entendu, cette absence de gouttelettes graisseuses n'exclut pas la présence de lipides (surtout de phospholipides) associés à différents constituants cellulaires et dont l'existence chez les Floridées a d'ailleurs été mise en évidence par Mlle Celan (3). Mais, ce qui caractérise les Rhodophycées, c'est l'absence de gouttelettes lipidiques *de réserve* (glycérides) comme on en observe, en plus ou moins grande quantité, chez la plupart des

---

(1) *Arch. de Morphol. gén. et expér.*, **9**, Paris, 1922.

(2) G. Feldmann-Mazoyer, *Thèse doctorat*, Alger, 1940-1941.

(3) *Comptes rendus*, **208**, 1939, p. 116.

végétaux et en particulier chez les algues d'autres groupes (Xanthophycées, Phéophycées par exemple), où les glycérides constituent le produit le plus visible de la photosynthèse.

Cette absence de glycérides de réserve chez les Rhodophycées nous semble pouvoir être rapprochée du fait que beaucoup de ces algues accumulent dans leurs cellules, souvent en grande quantité, un hétéroside particulier, le floridoside [H. Colin et Guéguen ([4])], composé d'une molécule de glycérol combinée à une de galactose, tandis que, chez diverses Rhodomélacées (et chez *Griffithsia*), qui paraissent dépourvues de floridoside, on rencontre un autre hétéroside particulier, le *d*-mannoside α du 1-glycérate de sodium [Colin et Augier ([5]), Lamure ([6]), Augier ([7])].

Le rapport qui nous paraît exister entre l'absence de glycérides de réserve chez les Rhodophycées et la présence de l'un ou l'autre de ces hétérosides peut s'expliquer par un métabolisme différent du glycérol et il nous semble permis de conclure que :

Le glycérol provenant, soit de l'activité directe de la photosynthèse, dont il constituerait, pour certains auteurs, l'un des premiers produits, soit, comme on l'admet généralement, d'une transformation des glucides, mais qui, de toutes façons, ne semble pas pouvoir exister à l'état libre dans la cellule végétale, s'y accumule, chez les Rhodophycées, sous une forme différente de celle où on le rencontre chez les autres végétaux.

Au lieu de s'y accumuler combiné à des acides gras sous forme de glycérides constituant des gouttelettes graisseuses, il s'y rencontre soit sous la forme de floridoside, par combinaison avec le galactose, soit sous la forme d'un sel de sodium de l'acide glycérique en combinaison avec du mannose.

PHYSIQUE VÉGÉTALE. — *Sur les éléments des courbes de thermogenèse utilisables pour caractériser l'état et les propriétés spécifiques des semences.* Note ([1]) de MM. **Henri Prat** et **Édouard Calvet**, présentée par M. Louis Blaringhem.

Considérons les courbes de thermogenèse ([2]) fournies par des graines diverses mises en germination dans des conditions identiques. Voici leurs particularités susceptibles d'être prises comme éléments de comparaison : 1° valeur (A) du maximum de débit de la thermogenèse physicochimique;

([4]) E. Guéguen, *Ann. Inst. Océanogr.*, nouv. sér., **10**, fasc. III, Paris, 1931; H. Colin et E. Guéguen, *Comptes rendus*, **197**, 1933, p. 1688.

([5]) *Comptes rendus*, **208**, 1939, p. 1450.

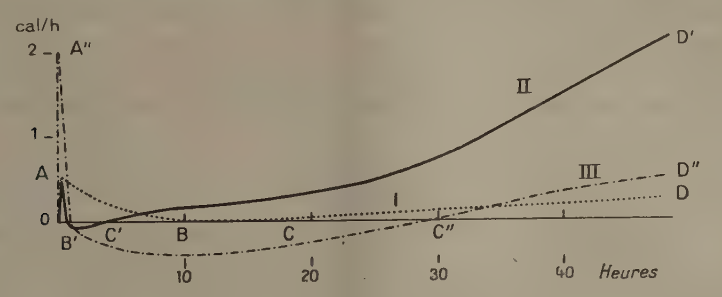
([6]) *Ibid.*, **218**, 1944, p. 246.

([7]) *Bull. Soc. bot. Fr.*, **91**, 1944, pp. 92-93.

([1]) Séance du 12 mai 1945.

([2]) H. Prat et E. Calvet, *Comptes rendus*, **220**, 1945, p. 226.

2° durée (OB) de cette thermogenèse; 3° quantité totale de chaleur (OAB) fournie par elle; 4° époque (OC) du début de la thermogenèse biologique; 5° débit (D) de cette thermogenèse au bout d'un temps donné (p. ex. 48 h.) après le début de l'hydratation.



Exemples de courbes de thermogenèse germinative : courbe I (pointillé fin), pour un Blé; courbe II (trait continu), pour un Navet; courbe III (traits et points), pour un Épinard.

La courbe (I) relative à un Blé, exposée précédemment ([1]), nous servira de base de référence. Tous les chiffres seront donnés pour 1^g de graines sèches mises au contact de 1^g d'eau distillée, à la température de 17°. Chez les graines de Navet (courbe II) la thermogenèse physicochimique est beaucoup plus courte, ne durant que 1 à 3 h. selon les variétés; son maximum de débit varie de 0,4 à 2,5 c/h. Le temps BC qui suit comporte une légère absorption de chaleur. La thermogenèse biologique, très précoce (OC = 3 h. env.) fournit un débit élevé, qui peut atteindre 2,3 c/h au bout de 48 h. Chez le Chou, même genre (*Brassica*), les courbes sont étroitement parentes des précédentes. La première phase dure de 1 h. 1/2 à 2 h. donne un maximum de débit de 0,6 à 2 c/h selon les variétés; la thermogenèse biologique commence au bout de 3 à 4 h. Chez certaines variétés (ex. Chou de Milan), elle monte très vite, atteignant 1,2 c/h au bout de 48 h.; chez d'autres elle est plus paresseuse (Chou de Bruxelles étudié, 0,5 c/h). Pour des graines de Pavot la première phase est également courte (1 h. 1/2) et son débit assez intense (1,3 c/h). Ce débit s'élève encore plus (courbe III) chez l'Épinard (2 à 2,7 c/h) et surtout chez la Laitue (4 c/h), tout en restant bref (1 h. à 1 h. 1/4). Pour le Soja cette phase est moins intense (0,3 c/h au maximum) mais très prolongée, atteint son maximum en 30 minutes seulement, puis régresse en 10 h. jusqu'aux environs de 0,05 c/h, enfin décroît très lentement pendant 20 à 30 h. jusqu'à s'annuler.

Les éléments mentionnés ont des significations très différentes. Nous avons vu ([3]) comment la déshydratation préalable des semences influe sur les éléments A, OAB et D. Nous avons, d'autre part, pu modifier les éléments OC

([3]) H. Prat et E. Calvet, *Comptes rendus*, 220, 1945, p. 117.

et D en faisant agir certains agents chimiques, par exemple l'alcool qui allonge le temps OC et abaisse le débit D de la thermogenèse biologique. L'élément le plus fixe est la durée OB de la thermogenèse physicochimique, elle est une caractéristique fondamentale de la semence et sa valeur dépend en partie de la taille de la graine. Rapprochons les chiffres cités du nombre de graines contenues dans 1^g pour les variétés étudiées : Soja, 7; Blé, 20; Épinard, 106; Chou, 250 à 350; Navet, 350 à 630; Laitue, 1120; Pavot, 2500. On voit que les graines les plus petites (Pavot, Navet, Chou) ont une première phase plus brève que les grosses (Blé, Soja), leur imbibition, fonction de la surface relative offerte, étant plus rapide. Mais ce facteur n'est pas le seul puisque, par exemple, on trouve la même durée OB pour un Pavot et pour un Chou, le second ayant des graines 10 fois plus grosses que le premier. En réalité *tous* les facteurs internes, constitution anatomique et histologique de la semence, nature chimique de ses réserves et de ses membranes, rapidité plus ou moins grande des réactions métaboliques de son protoplasme, influent à la fois sur *tous* les éléments de la courbe de thermogenèse. C'est précisément ce qui fait la valeur de celle-ci comme indication globale des aptitudes propres d'une semence. Enregistrée dans des conditions identiques sur des graines d'espèces diverses, elle permet de relever les différences génériques, spécifiques et variétales. Opérant au sein d'une même variété sur des lots divers, elle renseigne sur l'état de conservation, la vitalité, l'âge de chacun. Enfin, en expérimentant sur des portions d'un même lot dans des conditions différentes, elle permet de déceler les réactions de la semence aux divers agents physiques et chimiques.

PHARMACODYNAMIE. — *Action positive de l'acide ascorbique sur la résistance vasculaire du Cobaye normal et du Cobaye scorbutique.* Note de MM. **Jean Lavollay** et **Jean Sevestre**, présentée par M. Maurice Javillier.

Après avoir découvert l'action des substances du groupe de la flavone sur la résistance vasculaire de l'Homme, dans des cas ou l'acide ascorbique restait sans effet, Szent-Györgyi avait cru pouvoir attribuer les hémorragies du scorbut expérimental à une carence en vitamine P, accompagnant la carence en acide ascorbique. Pourtant il fut prouvé dès ce moment que la *citrine* ne modifiait pas de façon sensible le nombre et l'importance des hémorragies des Cobayes scorbutiques.

C'est alors que Zacho [1] montra que la résistance capillaire (R. C.) du Cobaye soumis au régime scorbutigène subit un affaiblissement progressif. Ce fait, souvent vérifié depuis, est rigoureusement établi. Zacho affirma aussi que *l'acide ascorbique est incapable de rétablir la R. C. des animaux scorbutiques,*

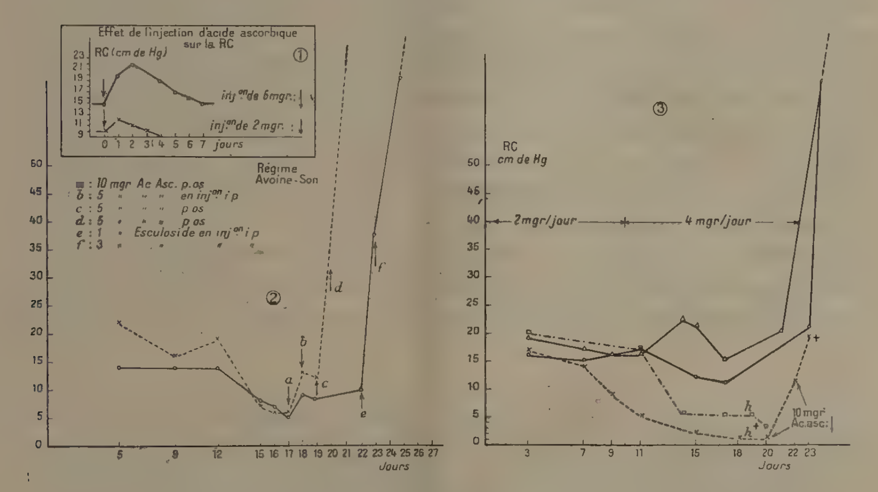
---

[1] *Acta Path. et Microb. Scand.*, **16**, 1939, p. 144.

et que la citrine la restaure de façon sélective. Cette inaptitude de l'acide ascorbique à rétablir la R. C. des animaux scorbutiques fut admise après expériences par plusieurs auteurs [Rusznyak et Benkö (*Klin. Wochschr.*, 1941, p. 1265); A. Sévin ([2]); Parrot, Galmiche et nous-mêmes ([3])].

L'importance de cette notion nous a pourtant incités à entreprendre de nouvelles expériences sur les rapports entre l'administration d'acide ascorbique et la résistance capillaire.

L'un de nous ([4]) a déjà montré que l'acide ascorbique, en injection intrapéritonéale, élève pendant plusieurs jours la R. C. du Cobaye normal (*fig.* 1).



(2) Trait plein, animal scorbutique traité le 22e et le 23e jour par 1, puis 3mg d'esculoside. Trait pointillé, animal scorbutique traité par l'acide ascorbique.

(3) En traits pleins : animaux recevant 2, puis 4mg par jour d'acide ascorbique. En trait discontinu : animal au régime scorbutigène seul. En pointillé, animal scorbutique traité deux fois (le 20e et le 22e jour) par 10mg d'acide ascorbique. En *h*, hémorragies intestinales. (Régime scorbutigène comprenant caséine, sucre, amidon, beurre, son, levure de bière et mélange salin.)

Administré par la bouche, à la dose quotidienne de 5mg, il élève, au bout de quelques jours, la R. C. du Cobaye à des valeurs souvent supérieures à 50cm de Hg (normale 12-18). Cette élévation se maintient pendant un temps plus ou moins long, au minimum plusieurs jours. Souvent, bien que l'apport d'acide ascorbique soit maintenu, la R. C. retombe ensuite à sa valeur normale. Tout

---

([2]) *Comptes rendus*, **216**, 1943, p. 505.

([3]) *C. R. Soc. Biol.*, **138**, 1944, pp. 179-181.

([4]) J. Lavollay, (*a*) *Comptes rendus*, **219**, 1944, p. 318; (*b*) *C. R. Soc. biol.*, **138**, 1944, p. 801; (*c*) *ibid.*, **138**, 1944, p. 816.

se passe comme si un mécanisme compensateur intervenait alors. Il est probable qu'il s'agit d'une adaptation de l'adrénalinogénèse [(5) (*a*) et (*b*)].

Nous avons également étudié avec soin la R. C. des Cobayes soumis à différents régimes scorbutigènes. Celle-ci s'abaisse souvent à des valeurs proches de zéro en fin de carence. L'acide ascorbique synthétique et pur, administré en quantité suffisamment élevée, rétablit toujours très rapidement la R. C. à sa valeur normale et au delà (*fig.* 2). La dose à mettre en œuvre semble en rapport avec le degré de carence de l'animal.

Les échecs antérieurs de Zacho et de Rusznyak et Benko s'expliquent par l'insuffisance de la masse d'acide ascorbique administrée aux animaux. Les autres échecs appellent une autre interprétation.

Nous avons également étudié la R. C. des Cobayes soumis au régime scorbutigène, mais recevant de 2 à 4^{mg} d'acide ascorbique par jour (*fig.* 3). Non seulement la résistance ne s'abaisse pas, comme celle des animaux scorbutiques, mais elle s'élève souvent au-dessus de 50^{cm} de Hg.

Il est donc évident que *l'affaissement de la résistance vasculaire du Cobaye soumis au régime scorbutigène est causé de façon réversible par la carence en acide ascorbique*. Mais il est non moins certain que les vitamines P possèdent également la propriété d'élever la R. C.; certaines, comme l'épicatéchine et l'esculétol, sont même, à cet égard, 10000 à 20000 fois plus actives que l'acide ascorbique [(5) (*c*)].

PHARMACOLOGIE. — *Action inhibitrice du Buis* (Buxus Sempervirens *L.* *et* Buxus balearica *Willd*) *sur la cholinestérase du sérum.* Note (1) de M. **Daniel Vincent** et Mlle **Thérèse Mathou**, présentée par M. Marc Tiffeneau.

Au cours de recherches récentes, nous avons été amenés à constater que le Buis présente des propriétés remarquables comme inhibiteur de la cholinestérase du sérum, ferment caractérisé par la propriété élective d'hydrolyser l'acétylcholine et dont le rôle fondamental dans les processus de médiation cholinergique apparaît nettement lié à celui de l'acétylcholine (Loewi, Dale, Stedman, Ammon, Nachmansohn etc.).

Nous avons employé pour ces recherches une méthode alcalimétrique de dosage de la cholinestérase, inspirée de Stedman et White ainsi que de Ammon (2) et déjà utilisée par D. Vincent et Mlle A. Maugein (3) dans des recherches sur la fève de Calabar et le dosage biochimique de l'ésérine, et par

(1) Séance du 19 février 1945.

(2) E. Stedman and A. White, *Bioch. Journ.*, **27**, 1933, p. 1055; Ammon, *Ergebn. Enzymforsch.*, **9**, 1943, p. 35.

(3) *Bull. Sci. pharm.*, **49**, 1942, p. 141.

D. Vincent et P. Beaujard ([1]) dans celles sur les alcaloïdes inhibiteurs de la cholinestérase. Elle consiste à titrer au thermostat à 38° en fonction du temps, de 5 en 5 minutes pendant 20 minutes, au moyen de NaOH, 0,01 M et en présence de rouge de crésol comme indicateur, l'acidité libérée par l'hydrolyse d'une solution acétylcholinique par le sérum. Une inhibition cholinestérasique se traduit par un volume moindre de solution de soude à ajouter et, de cette façon, on peut calculer facilement le pourcentage d'inhibition éventuellement trouvé pour les essais effectués avec des préparations de la drogue à étudier et à des concentrations judicieusement échelonnées par rapport à l'essai témoin fait avec le sérum et la solution acétylcholinique seuls.

Nous ne rapportons ici que les résultats obtenus avec les décoctions aqueuses de *Buxus sempervirens* et de *Buxus balearica*, faites les unes avec des feuilles fraîches, les autres avec les tiges, et dont la récolte avait été faite en novembre dernier. La décoction était faite à 10 % de plante fraîche, avec ébullition modérée jusqu'à réduction de volume de 1/3 environ (soit à 15 %), puis filtration après contact de quinze minutes environ. L'inhibition constatée dans des essais préliminaires étant intense, des quantités progressivement décroissantes de ces préparations ont été étudiées pour la détermination de l'effet sur l'activité cholinestérasique d'un même sérum de façon à mesurer le pouvoir inhibiteur de la drogue en fonction de la concentration sur une assez large échelle.

Le tableau ci-dessous indique les pourcentages de l'action inhibitrice qu'exercent vis-à-vis de la cholinestérase du sérum les décoctions de *Buxus sempervirens* et *Buxus balearica* à des dilutions, exprimées en quantité de plante fraîche, allant de $0^g,15$ à $0^g,00015$ (la quantité correspondante de décoction à 15 % est mise en présence de 10^{cm^3} de sol. de chl. d'A. C. à 2 ‰ et de 1^{cm^3} de sérum, pour un volume total de 50^{cm^3}).

Pourcentage de l'action anticholinestérasique du Buis.

	Sérum de cheval.							
Buxus sempervirens								
feuilles	>95 %	93	86	72	53	36	20	5
tiges	>95	>95	88	79	65	50	36	8
Buxus balearica								
feuilles	>95 %	–	93	86	79	66	53	10
tiges	>95	–	87	75	67	47	35	10
	Sérum humain.							
Buxus sempervirens								
feuilles	95 %	88	80	74	63	50	40	10
Poids de plante fraîche (en g) correspondant à chaque essai	0,15	0,075	0,015	0,0075	0,00375	0,0015	0,00075	0,00015

([1]) *Bull. Soc. Chim. biol.* (Travaux des Membres), 25, 1943, p. 1358.

Comme on le voit, les deux espèces de Buis étudiées sont douées d'un effet inhibiteur extrêmement marqué sur la cholinestérase du sérum de Cheval. Les essais effectués sur du sérum humain nous ont montré de même que l'effet inhibiteur se manifestait de façon sensiblement identique dans ce cas.

Si l'on s'en rapporte aux concentrations étudiées, on remarque que le Buis peut être rangé parmi les inhibiteurs les plus actifs de la cholinestérase. Si l'on se réfère à la quantité d'extrait donnée par les décoctions aqueuses étudiées, on voit que des concentrations de l'ordre de 1/200000 (calculées en extrait) provoquent encore une inhibition de la cholinestérase dépassant largement 50 %. De plus signalons que les alcaloïdes totaux extraits par nous du Buis se sont révélés très actifs sur la cholinestérase du sérum, mais proportionnellement moins que les préparations dont on les avait retirés.

Ces données sont à rapprocher de certaines propriétés du Buis, notamment son effet toxique sur le système nerveux et sur le muscle, vis-à-vis desquels, selon Ringer et Murrel, cités par Lewin et Pouchet, il se comporte comme un poison paralysant et tétanisant.

Il nous paraît intéressant de souligner dès maintenant cette constatation comme préambule à de nouvelles recherches déjà en cours, tant du point de vue chimique que du point de vue pharmacologique, sur le Buis.

BIOLOGIE EXPÉRIMENTALE. — *Forme de la croissance chez quelques Gastéropodes Hélicidés.* Note de Mlle **Jeanne Defaye**, présentée par M. Maurice Caullery.

La forme de la croissance type a été étudiée comparativement, dans les mêmes conditions de milieu (température 15°), chez cinq espèces d'Hélicidés : *Helix aspersa* (¹); trois espèces appartenant à la sous-famille des Hélicellinés : *Helix* (*Candidula*) *Ramburi* Mab., *H.* (*Xerocincta*) *neglecta* Drap., *H.* (*Cochlicella*) *acuta* Müll., et chez un Hélicigoniné, *H.* (*Chilostoma*) *cornea* Drap.

1° *Candidula Ramburi* et *Xerocincta neglecta* présentent une grande similitude dans leur développement post-embryonnaire. Après une courte période d'accroissement rapide, qui semble prolonger la croissance embryonnaire, le taux de croissance se stabilise à un taux égal à 7, identique dans les deux espèces et caractérisant une première phase de croissance, que l'on peut qualifier d'*infantile*. Durant cette phase en effet l'appareil génital, rudimentaire, n'est pas décelable par la dissection. Les tours de spire de la coquille sont carénés.

Une seconde phase de croissance, débutant sensiblement au même poids (90^{mg}) dans les deux espèces, lorsque la coquille a environ 4 tours 1/4 de spire, est définie par un taux de croissance (4) plus faible que le précédent. Elle s'accompagne d'un développement progressif de l'appareil génital et correspond à la

(¹) J. Defaye, *Comptes rendus*, **220**, 1945, p. 411.

phase *juvénile*, puis à la phase de *maturité* d'*Helix aspersa*. Elle se prolonge plus longtemps chez *Xerocincta* que chez *Candidula*, les poids définitifs moyens atteints par les deux espèces étant respectivement $0^g,9$ et $0^g,5$. Durant cette phase, la coquille ne présente plus de carène.

Enfin une troisième phase, *adulte*, durant laquelle le poids reste stationnaire, est atteinte au bout d'environ 15 mois. Elle est caractérisée par la ponte et par l'édification d'un bourrelet interne épaissi au péristome de la coquille, qui a atteint son nombre définitif de tours de spire (5 1/2 à 6).

2° *Cochlicella acuta*, petite espèce (poids maximum $0^g,3$), remarquable par sa coquille turriculée, présente un développement de même type, mais beaucoup plus lent, sa durée totale dépassant deux années. La phase infantile, correspondant aux 6 ou 7 premiers tours de spire de la coquille, qui est alors légèrement carénée, est caractérisée par un taux de croissance de 4; la phase suivante, à coquille arrondie, par un taux de 2. Le péristome ne paraît subir aucune modification chez la coquille adulte, qui compte de 9 à 10 tours de spire.

3° *Chilostoma cornea* est une espèce des lieux humides et frais, alors que les trois espèces précédentes habitent les stations chaudes. Sa croissance est lente, comme celle de *C. acuta*.. La phase infantile est caractérisée par un taux de oroissance de 6 et une coquille carénée, la phase suivante par un taux de 1,7 et une coquille de section arrondie. La phase adulte est marquée, comme chez *Helix aspersa*, par l'abaissement de la ligne de suture, puis la réflexion du péristome.

Le développement post-embryonnaire comporte, dans les quatre dernières espèces étudiées, la même succession de phases, qui doivent être considérées comme homologues, en dépit de notables différences interspécifiques dans les taux de croissance (sauf entre les deux premières espèces, qui sont voisines systématiquement. Mais le plan de développement de ces quatre espèces diffère de celui d'*H. aspersa* 1° par l'existence d'une *phase infantile*; l'apparition de l'appareil génital (prépuberté), qui coïncide avec l'éclosion chez l'*H. aspersa*, ne se produisant ici qu'après plusieurs mois (plus d'un an chez *C. acuta*); 2° par la confusion des deux phases juvénile et de maturité, qui présentent le même taux de croissance, la puberté ne se traduisant pas par un abaissement du taux de croissance déjà faible. La suppression de la phase infantile chez *Helix aspersa* offre un nouvel exemple d'un mode d'évolution déjà observé par M. Abeloos [2] chez certains Limacidés.

La phase infantile est caractérisée, dans les quatre espèces étudiées, par une coquille carénée, disposition qui ne s'observe jamais chez *H. aspersa*. La forme arrondie ou carénée des tours n'est pas conditionnée par des facteurs méca-

---

[2] *Comptes rendus*, **220**, 1945, p. 62,

niques liés à la taille de la coquille; elle est sous la dépendance de l'état physiologique de l'individu. En effet, si l'on extirpe, chez un individu juvénile, toute la partie terminale de la coquille en entamant sa portion carénée, la régénération consécutive ne fournit pas une spire carénée, mais bien d'emblée arrondie.

Chez tous les Hélicidés, la succession des états physiologiques marquant le développement post-embryonnaire se traduit donc, non seulement par des variations du taux de croissance global, mais encore par des étapes importantes du développement génital et par des variations dans la morphologie de la coquille : passage de la forme carénée à la forme arrondie, épaississement du péristome, réflexion du péristome.

HYDROBIOLOGIE. — *Structure et propriétés d'ensemble du dépôt organo-minéral des filtres à sable submergé.* Note (¹) de M. **Jacques Wautier**, présentée par M. Maurice Caullery.

J'ai décrit (²) la structure d'une membrane biologique de printemps, prélevée dans un filtre à sable submergé de la station d'Ivry-sur-Seine. Après avoir donné la liste des espèces peuplant chacune des deux couches de cette membrane, j'ai signalé que la population de la zone profonde s'établissait et proliférait au sein d'un dépôt organominéral, résultant de la sédimentation des particules diverses apportées par l'eau.

J'ai fait appel, pour l'étude de ce dépôt, aux techniques pédologiques utilisées par Jacques Bourcart et ses collaborateurs (³), au Laboratoire de Géologie dynamique de la Sorbonne.

I. *Structure du dépôt.* — Des traînées de particules organiques et grains minéraux de très faible dimension, de l'ordre du micron, forment un réseau irrégulier, limitant des mailles de contour plus ou moins polygonal. Aux points d'entrecroisement, aux nœuds du réseau, des grains plus gros, arrondis ou polyédriques, des frustules de diatomées vides, des fragments de végétaux, des débris de carapaces chitineuses, des spicules d'éponges abondants formant des amas.

Voici les résultats de l'examen quantitatif de cette formation. Les parcelles organiques minuscules et la poussière minérale qui constituent la matière fondamentale du réseau n'ont évidemment pas été dénombrées. Il y avait dans le champ du microscope :

(¹) Séance du 12 mars 1945.

(²) *Comptes rendus*, **220**, 1945, p. 371.

(³) Brajnikov, Francis-Boeuf, Romanovsky, *Technique d'étude des sédiments*, Paris, 1943.

Grains minéraux des nœuds, de 3 à 50$^{\mu}$	42
Fragments de végétaux	3
Débris chitineux divers	2
Frustules de diatomées comprenant :	
Fragilaria capucina var. *constricta* Gr	5
Melosira varians Ag	3
Synedra ulna Ehr	2
Nitzschia linearis W. Sm	2
Amphora ovalis Kütz	1
Cocconema lanceolata	1
Amphiprora paludosa W. Sm	1
Cymatopleura solea Bréb	1
Cyclotella comta Kütz	1
Total des frustules...	17
Spicules (mégasclères monaxones) d'éponges comprenant :	
Spongilla (*fragilis* Leidy ?)	5
Ephydatia (*Mülleri* Liebk ?)	1

La nature de ces éléments et leur mode d'arrangement en réseau présentent une analogie profonde avec la description donnée par J. Bourcart de flocons de vase déposés à Tancarville. De la vase, le dépôt des filtres possède la couleur grise, l'odeur fade, l'onctuosité au toucher. Comme pour les vases, on constate que la masse, malgré la diversité de ses constituants, présente un aspect homogène, lorsqu'on l'examine directement à l'œil. On reconnaît enfin, dans ce dépôt, les trois portions que distingue Bourcart dans les vases, sous le nom de *phases ;*

une *phase sable*, constituée par les grains compris entre 2^{mm} et $0^{mm},2$ et comprenant, en outre, les mégasclères entiers d'éponges et des frustules de diatomées ;

une *phase poudre*, formée des grains de $0^{mm},02$ à $0^{mm},001$, avec aussi des spicules brisés et d'autres frustules ou débris de frustules ;

une *phase suspensoïde*, dont les grains mesurent de $0^{mm},001$ à $0^{mm},0001$ et qui constitue le *liant précolloïdal*. C'est la matière qui lie entre eux les différents éléments figurés du dépôt.

II. Ce liant confère au dépôt des filtres des propriétés d'ensemble qu'il est aisé de mettre en évidence :

Le dépôt est un ensemble *continu*, à l'œil et au toucher.

C'est un ensemble *solide*, ou *cohérent*. De la poudre de quartz, déposée sous l'eau, puis desséchée, redevient meuble dès qu'on la touche. Un fragment du dépôt des filtres, traité de la même manière, reste parfaitement cohérent.

C'est un ensemble *rigide*. Un échantillon du dépôt, dispersé dans un léger excès d'eau, est abandonné pendant plusieurs heures. Le sédiment se tasse. Si l'on incline le récipient avec précaution et qu'on l'abandonne ainsi, on constate que l'horizontalité de la surface ne se rétablit pas. Il semble que l'on puisse,

comme pour les vases, rattacher cette propriété à l'existence d'une structure du dépôt, structure ouverte, en réseau à fibres entrecroisées.

C'est enfin un ensemble *thixotrope*. La suspension, devenue rigide par abandon et tassement sous son propre poids, redevient fluide par agitation.

Ces propriétés d'ensemble, continuité, solidité, rigidité, thixotropie, sont déjà celles des colloïdes. C'est de la quantité d'eau incluse après sédimentation du dépôt que dépendraient ses propriétés.

Cette quantité était de 170 à 203 % du poids sec (moyenne pour six échantillons 185 %), c'est-à-dire très voisine de celles trouvées par Bourcart pour les vases du Bois de Boulogne.

Il nous reste à exposer les résultats de l'étude chimique de ce dépôt.

A 16h10m l'Académie se forme en Comité secret.

La séance est levée à 16h30m.

A. Lx.

ERRATA.

(Séance du 13 décembre 1944.)

Note de MM. *Aimé Cotton* et *Pierre Manigault*, Sur la réalisation des lames auxiliaires employées dans les recherches faites avec la lumière polarisée :

Page 598, ligne 28, *au lieu de* M. Arnuli, *lire* M. Arnulf.